PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1922. Redaktionsschluß für No. 8 am 10. März 1922. 23. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Jaffé, Über mehrdeutige Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen. S. 129.

M. C. Neuburger, Die Genesis der Elemente. S. 133.

A. Goetz, Untersuchungen über den Zerstäubungsvorgang glühender Wolframdrähte. S. 136.

Besprechungen:

K. Düsing, Lehrbuch der Experimentalphysik. S. 142.

H. Schumann, Lehrbuch der Physik. S. 142.

Fr. A. Willers, Graphische Integration. S. 142.

K. Hahn, Grundriß der Physik für höhere Lehranstalten und Fachschulen sowie zum Selbstunterricht. S. 143.

B. Bavink, Grundriß der neueren Atomistik. S. 143.

G. Brion, Luftsalpeter. S. 143.

A. Hay, Sehen und Messen. S. 143.

M. v. Laue, Über die Auffindung der Röntgenstrahlinterferenzen. S. 144.

G. Tammann, Lehrbuch der Metallographie, Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. S. 144.

Personalien. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über mehrdeutige Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen.

Von George Jaffé.

Die neuere Entwicklung der Theorie unstetiger Flüssigkeitsbewegungen[1]) hat auch zu Untersuchungen über die eindeutige Bestimmtheit unstetiger Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen geführt. Villat[2]) hat die Frage aufgeworfen, ob die stationäre, wirbelfreie Strömung in Gegenwart eines Hindernisses eindeutig bestimmt ist, wenn die Strömung im Unendlichen und der Druck in einem Punkte gegeben sind und vorausgesetzt wird, daß die Geschwindigkeit höchstens an gewissen Flächen unstetig wird und der Druck überall stetig und positiv bleibt. Villat zeigt nun, daß unter den angegebenen Bedingungen keine eindeutige Bestimmtheit besteht, indem er eine Klasse von Fällen aufweist, bei denen mindestens zwei Lösungen möglich sind und von vornherein nicht zu entscheiden ist, welche Lösung physikalisch den Vorzug verdient.

Das Villatsche Beispiel behandelt eine zweidimensionale Strömung, bei der ein festes Hindernis in einen (im Unendlichen) homogenen Flüssigkeitsstrom getaucht ist. Das Hindernis besteht aus zwei ebenen Platten; es hat winkelförmigen Querschnitt und kehrt die hohle Seite dem Strome entgegen (s. Fig. 1). Hinter dem Hindernis soll sich ein Totwassergebiet befinden, das sich bis ins Unendliche erstreckt. Die Länge der beiden Platten, der Winkel, den sie miteinander bilden, und die Orientierung gegen die Strömung können willkürlich vorgegeben werden; die Lage des Staupunktes O ist dadurch mit-

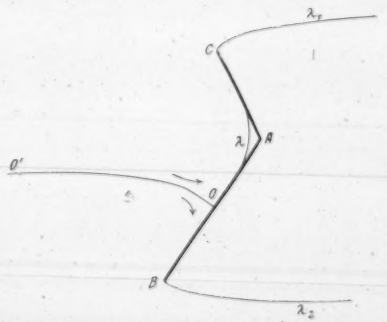


Fig. 1.

bestimmt. Bei der ersten der beiden möglichen Lösungen folgen die beiden Zweige der singulären Stromlinie, die sich im Staupunkte teilt, dem ganzen Verlauf des Hindernisses, d. h. längs OB einerseits, längs OAC andrerseits, um dann die Grenzen λ_1 und λ_2 des hinteren Totwassergebietes zu bilden. Bei der zweiten Lösung bildet sich in der Höhlung vor dem Hindernis ein zweites, endliches Totwassergebiet, das durch eine Unstetigkeitslinie λ von der strömenden Flüssigkeit getrennt ist; die Geschwindigkeit längs λ muß konstant und kleiner sein als längs λ_1 und λ_2, wo die Geschwindigkeit des ungestörten Stromes herrscht. Später hat Thiry[1]) gezeigt, daß zwischen den beiden Villatschen Fällen eine stetige Folge weiterer Lösungen möglich ist, bei denen also die Größe des vorderen Totwassergebietes von Null bis zu einem maximalen Betrage zunehmen kann.

Die Unbestimmtheit der Lösung in dem Villatschen Beispiel betrifft nur die Strömungsform in der hohlen Ecke des Hindernisses. Es

1) Man vergleiche dazu den zusammenfassenden Bericht des Verfassers über „Unstetige und mehrdeutige Lösungen der hydrodynamischen Gleichungen", Zeitschr. f. angew. Math. u. Mech. 1, 398, 1921.

2) H. Villat, C. R. 156, 442, 1913; Ann. Éc. Norm. 31, 455, 1914; s. a. Abschnitt 8 des eben zitierten Berichtes.

1) R. Thiry, C. R. 170, 656, 1920.

läßt sich also vermuten, daß für das Auftreten der Unbestimmtheit gar nicht erforderlich ist, ein Hindernis von der angegebenen Form im Flüssigkeitsstrom zu betrachten, sondern lediglich die Strömung in einer von zwei Halbebenen gebildeten Ecke. Diese Vermutung, die dem Verfasser gegenüber zuerst von Herrn Schiller geäußert wurde, findet ihre Bestätigung durch die folgende Rechnung.

Wir bedienen uns der Methode, die im Anschluß an Helmholtz und Kirchhoff ausgebildet worden ist, und betrachten also neben den komplexen Variablen

$$z = x + iy \tag{1}$$

und

$$w = \varphi + i\psi \tag{2}$$

(φ Geschwindigkeitspotential und ψ Stromfunktion) noch die beiden Größen

$$\zeta = -\frac{dz}{dw} \tag{3}$$

und

$$\lg \zeta = \lg \frac{1}{q} + i\vartheta. \tag{4}$$

Dabei bedeutet q den absoluten Betrag und ϑ die Richtung der Geschwindigkeit im Punkte x, y[1]). Endlich wird noch eine Hilfsvariable t eingeführt, auf deren obere Halbebene die in Frage kommenden Gebiete der w- und $\lg\zeta$-Ebene abgebildet werden. Die Zuordnung der Bereiche

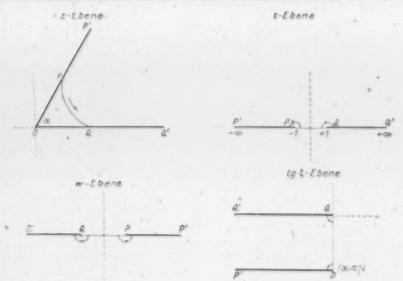


Fig. 2.

ergibt sich aus den Figuren 2 und die Gleichungen, welche die Abbildung bewirken, lauten also:

$$dw = -A\,dt, \quad A > 0, \tag{5}$$

$$d\lg\zeta = C\frac{dt}{\sqrt{t^2-1}}. \tag{6}$$

Setzt man fest, daß w für $t = 0$ verschwinden soll, so ergibt sich aus (5)

$$w = -At, \tag{7}$$

und die Integration von (6) liefert

$$\lg\zeta = C\lg(t + \sqrt{t^2-1}) + D. \tag{8}$$

Denkt man sich, wie üblich, die Zeiteinheit so gewählt, daß die Geschwindigkeit auf der Unstetigkeitslinie PQ zu 1 wird, und ordnet man den Punkten P und Q die Werte $t = -1$ und $t = +1$ zu, so bestimmen sich die Konstanten folgendermaßen:

$$C = \frac{\alpha - \pi}{\pi}; \quad D = 0; \quad (\alpha = \sphericalangle POQ). \tag{9}$$

Danach erhält man aus (3), (5), (8) und (9) die Differentialgleichung

$$dz = A\,(t + \sqrt{t^2-1})^{\frac{\alpha-\pi}{\pi}}\,dt. \tag{10}$$

Substituiert man hierin die neue Variable

$$u = t + \sqrt{t^2-1}, \tag{11}$$

integriert und bestimmt die additive Konstante so, daß z im Scheitelpunkte O des Winkels POQ verschwindet, so ergibt sich das Schlußergebnis

$$z = \frac{A\pi}{2}\left|\frac{u^{\frac{\alpha}{\pi}}}{\alpha} - \frac{u^{\frac{\alpha-2\pi}{\pi}}}{\alpha-2\pi}\right|. \tag{12}$$

Diese Gleichung liefert vermöge (11) und (7) z als Funktion von w, d. h. also die Äquipotentiallinien und Stromlinien als Funktionen der Parameter φ und ψ. Für große Werte von w wird auch t groß und $u = 2t$; dann vereinfacht sich (12) zu

$$w = \text{const} \cdot z^{\frac{\pi}{\alpha}}. \tag{13}$$

In hinreichender Entfernung von der Unstetigkeitslinie geht also die durch (12) dargestellte Strömung in die gewöhnliche, überall stetige Strömung in der Ecke vom Winkel α über.

Auf PQ ist t reell und läuft von -1 bis $+1$; dort kann man also setzen

$$t = \cos\chi; \quad u = e^{i\chi}; \quad \pi \geq \chi \geq 0. \tag{14}$$

Demnach findet man als Gleichung der Unstetigkeitslinie PQ

$$z = \frac{A\pi}{2}\left|\frac{e^{\frac{i\chi\alpha}{\pi}}}{\alpha} - \frac{e^{\frac{i\chi(\alpha-2\pi)}{\pi}}}{\alpha-2\pi}\right|. \tag{15}$$

Es ist leicht zu zeigen[1]), daß diese Kurve symmetrisch bezüglich der Winkelhalbierenden von α verläuft, und daß dem Parameterwerte

1) Bezeichnung und Vorzeichen sind gewählt wie in Lamb, Lehrbuch der Hydrodynamik, § 73. Deutsch von Friedel. B. G. Teubner. Leipzig 1907.

1) Am einfachsten durch die beiden Substitutionen $\chi = \frac{\pi}{2} + \chi'$ und $z' = ze^{-\frac{i\alpha}{2}}$, durch welche letztere das Koordinatensystem um den Winkel $-\frac{\alpha}{2}$ gedreht wird.

$t = 0$, für welchen wir $w = 0$ gesetzt haben, der Schnittpunkt der Winkelhalbierenden mit PQ entspricht.

Unsere Gleichungen (12) und (15) enthalten noch die willkürliche Konstante A. Daraus folgt, daß die Lösung eine Ähnlichkeitstransformation bezüglich des Nullpunktes O zuläßt. Die Größe des Totwassergebietes ist also — wie das nicht anders zu erwarten war — unbestimmt; sie kann jeden Wert annehmen und auf Null zusammenschrumpfen. Dieses Beispiel einer nicht eindeutig bestimmten Lösung der hydrodynamischen Gleichungen unterscheidet sich insofern von dem Villatschen, als die Geschwindigkeit nicht überall endlich bleibt. Im Unendlichen wächst die Geschwindigkeit über alle Grenzen und dort muß also auch der Druck negativ unendlich werden, wenn er in einem Punkt im Endlichen vorgegeben wird. Aber diese Eigentümlichkeit teilt unsere Lösung mit der stetigen Lösung (12), in die sie ja asymptotisch übergeht. Die unbestimmte, unstetige Lösung kann also stets für eine hinreichend kleine Nachbarschaft als Ersatz für die stetige Strömung in einer einspringenden Ecke dienen, wie immer der weitere Verlauf der Begrenzung und Strömung sein mag.

Die Form der Unstetigkeitslinie für den Fall $\alpha = \frac{\pi}{3}$ ist auf Grund von Gleichung (15) berechnet und als Kurve λ_1 in Fig. 3 eingezeichnet worden[1]).

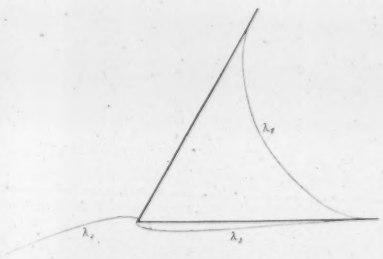


Fig. 3.

Es sei übrigens bemerkt, daß die Lösung (12) auch einen Sinn behält, wenn α zwischen π und 2π liegt. Die Formel stellt dann eine Strömung dar, welche außen um eine symmetrisch abgestumpfte Ecke $P'PQQ'$ (Fig. 2) herum erfolgt, wobei sich der stumpfen Ecke ein Totwassergebiet von nunmehr bestimmter Größe vorlagert und die Strömungsgeschwindigkeit im Unendlichen endlich bleibt.

Der Gedanke liegt nahe, daß man auch zu einer mehrdeutigen Strömung um eine vorspringende Ecke herum gelangen kann, wenn man das Unendlichwerden der Geschwindigkeit durch ein der Spitze angelagertes Totwassergebiet vermeidet. Die Grenzlinie des letzteren müßte in der Richtung der einen Kante beginnen, dann einschwenken und nach Bildung eines Wendepunktes tangentiell in die zweite Kante einmünden (s. Fig. 4, Bild in der z-Ebene).

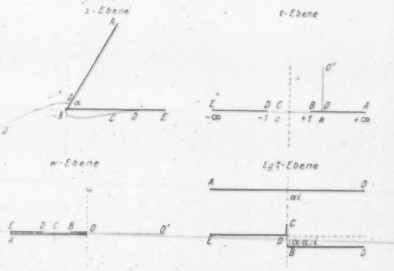


Fig. 4.

Die Möglichkeit solcher Formen des Totwassergebietes ist — in Verbindung mit endlichen Hindernissen — schon von Villat[1]) und Morton[2]) erwiesen worden. Es zeigt sich nun, daß eine solche Strömungsform — in Verbindung mit der unendlichen Ecke — nicht möglich ist, wenn man versucht, die Strömung in Richtung der einen Kante aus dem Unendlichen kommen zu lassen. Der Verlauf der Stromlinien, den die Rechnung ergibt, ist dann nur in einer begrenzten Nachbarschaft physikalisch möglich; in hinreichender Entfernung von der Ecke winden sich die Stromlinien spiralförmig auf. Dagegen gelangt man zu einer physikalisch möglichen, nicht eindeutig bestimmten Lösung, wenn man die Strömung aus Richtung der äußeren Winkelhalbierenden aus dem Unendlichen kommen läßt, d. h. wenn es sich um eine Strömung gegen eine unendlich ausgedehnte Ecke handelt.

Der Gang der Rechnung ist derselbe wie oben, nur das Auftreten eines Staupunktes O ist neu zu berücksichtigen. Die Zuordnung der Gebiete in den Ebenen der verschiedenen Variablen ergibt sich aus der Fig. 4 und die Abbildungsansätze lauten:

1) Bei Ausführung der numerischen Rechnungen war mir Herr stud. math. E. Fischer behilflich, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

1) H. Villat, C. R. 154, 1693, 1912.
2) W. B. Morton, Phil. Mag. (6) 41, 801, 1921.

$$dw = -P(t-a)\,dt; \quad P>0; \tag{16}$$

$$d\lg\zeta = R\,\frac{(t-c)}{\sqrt{t^2-1}\,(t-a)}\,dt. \tag{17}$$

Dabei sind wieder den Endpunkten der Unstetigkeitslinie B und D die Werte $t=+1$ und $t=-1$ zugeordnet. Die Werte $t=c$ und $t=a$ entsprechen dem Wendepunkt C und dem Staupunkt O; die Konstanten R, a und c sind aus den Bedingungen der Aufgabe zu bestimmen. Setzen wir $w=0$ für den Staupunkt O, so folgt aus (16)

$$w = -\frac{P}{2}(t-a)^2, \tag{18}$$

und die Integration von (17) liefert

$$\lg\zeta = R\left|\lg(t+\sqrt{t^2-1}) + \frac{a-c}{\sqrt{a^2-1}}\lg\left|\frac{t+\sqrt{t^2-1}-a-\sqrt{a^2-1}}{t+\sqrt{t^2-1}-a+\sqrt{a^2-1}}\right|\right| + S. \tag{19}$$

Da die Richtung der Strömung ϑ (Formel (4)) auf OA den Wert α, auf OB den Wert $\alpha-\pi$ und auf DE den Wert 0 haben soll, ergeben sich folgende Beziehungen für die Konstanten:

$$S = i\alpha, \tag{20}$$

$$R\,\frac{a-c}{\sqrt{a^2-1}} = -1, \tag{21}$$

$$R = -\frac{\alpha}{\pi}. \tag{22}$$

Durch diese Werte ist die Anströmungsrichtung im Unendlichen ϑ_∞ mitbestimmt. Man findet sie, indem man $w=\infty+i\cdot 0$, d. h. nach (18) $t=a+i\cdot\infty$ in (19) einsetzt. Es ergibt sich so aus (19) bis (22)

$$\vartheta_\infty = \frac{\alpha}{2}, \tag{23}$$

und dieses ist der einzige Wert, der mit der vorgeschriebenen Begrenzung verträglich ist.

Unter Berücksichtigung der Werte (20) bis (22) erhält man aus (3), (16) und (19) als Differentialgleichung für z:

$$dz = Pe^{\alpha i}(t+\sqrt{t^2-1})^{-\frac{\alpha}{\pi}}\cdot\frac{t+\sqrt{t^2-1}-a+\sqrt{a^2-1}}{t+\sqrt{t^2-1}-a-\sqrt{a^2-1}}(t-a)\,dt. \tag{24}$$

Zur Integration von (24) führen wir wieder die Variable (11) und außerdem die Konstante

$$b = a-\sqrt{a^2-1} \tag{25}$$

ein; es ergibt sich dann

$$z = \frac{Pe^{\alpha i}}{4}\left[\frac{u^{R+2}}{R+2} - \frac{2bu^{R+1}}{R+1} + \frac{(b^2-1)u^R}{R} + \frac{2bu^{R-1}}{R-1} - \frac{b^2u^{R-2}}{R-2} + T\right]. \tag{26}$$

Die Integrationskonstante T bestimmen wir so, daß z in B, d. h. für $t=u=+1$, verschwindet; es wird dann

$$T = -\frac{1}{R+2} + \frac{2b}{R+1} - \frac{b^2-1}{R} - \frac{2b}{R-1} + \frac{b^2}{R-2}. \tag{27}$$

Durch die bisher erfolgte Bestimmung der Konstanten haben die geraden Stücke OA, OB und DE die vorgeschriebenen Richtungen erhalten, und die Gleichungen (26) und (27) lösen also das etwas allgemeinere Problem, bei dem die Verlängerung von ED nicht notwendig durch den Ablösungspunkt B der Unstetigkeitslinie geht. Damit das auch noch der Fall ist, muß b (und damit a) so bestimmt werden, daß in D, d. h. für $t=u=-1$, der imaginäre Teil von z verschwindet. Da $(-1)^R = e^{i\pi R} = e^{-i\alpha}$ ist, werden die ersten fünf Glieder von (26) für $t=-1$ reell, und die eben ausgesprochene Bedingung erfordert $T=0$. Daraus ergibt sich für die Bestimmung von b die Gleichung

$$b = R(R-2)\left|\frac{1}{R^2-1} + \sqrt{\frac{1}{(R^2-1)^2} - \frac{1}{R^2(R^2-4)}}\right|, \tag{28}$$

und als Lösung unseres Problems

$$z = \frac{Pe^{\alpha i}}{4}\left[\frac{u^{R+2}}{R+2} - \frac{2bu^{R+1}}{R+1} + \frac{(b^2-1)u^R}{R} + \frac{2bu^{R-1}}{R-1} - \frac{b^2u^{R-2}}{R-2}\right]. \tag{29}$$

Die Konstanten R, a und c sind durch (22), (28), (25) und (21) festgelegt; P bleibt willkürlich, und die Lösung besitzt denselben Grad von Unbestimmtheit, wie das vorhin betrachtete Beispiel: sie läßt eine Ähnlichkeitstransformation bezüglich des Nullpunkts B zu.

Für große Werte von w wird nach (18) auch der absolute Betrag von t groß, demnach $u=2t$, und (29) reduziert sich auf das erste Glied. So findet man

$$z = \text{const}\cdot w^{\frac{\pi-\alpha}{\pi}/2}; \tag{30}$$

das ist aber die gewöhnliche, stetige Strömung gegen eine Ecke vom Winkel α, bei der die äußere Winkelhalbierende singuläre Stromlinie, der Scheitel Staupunkt und die Geschwindigkeit im Unendlichen unendlich ist. In diese Strömung geht also (29) in hinreichender Entfernung vom Totwassergebiet über, oder auch, wenn man letzteres sich auf Null zusammenziehen läßt.

Die Gleichung der Unstetigkeitslinie BD erhält man, indem man wieder die Werte (14) in (29) einsetzt. Auf dem Teil der Stromlinie $\psi=0$, der vor dem Staupunkt liegt ($O'O$ Fig. 4),

ist φ positiv und demnach (s. Gl. 18) erhält man die Gleichung dieses Zweiges, indem man $t = a + ig$ setzt, wo g reell ist und von ∞ bis o läuft. Die Lage des Staupunktes bestimmt sich aus $t = a$. Für den Fall $\alpha = \frac{\pi}{3}$ ist der Verlauf der Stromlinie $\psi = 0$ berechnet und ebenfalls in die Fig. 3 (λ_2 und λ_3) eingezeichnet.

Es bedarf nun noch einer Untersuchung, ob die Lösung (29) bis zu beliebig kleinen Werten von α physikalisch möglich bleibt. Aus den Bedingungen der Aufgabe bestimmt sich nämlich auch die Richtung ϑ_c der Wendetangente in C (durch Einsetzen von $t = c$ in (19)). Nun könnte der Fall eintreten, daß bei kleinen Werten von α der Wert von ϑ_c größer wird als α; das würde aber bedeuten, daß in der $\lg\zeta$-Ebene (Fig. 4) DC über AO hinauswächst und dadurch die Lösung hinfällig wird. Die Rechnung zeigt, daß dieser Fall nicht eintritt. Setzt man $\frac{\alpha}{\pi} = \varepsilon$, so ergibt sich der Reihe nach aus (28), (25) und (21) — genau bis auf Glieder zweiter Ordnung in ε —

$$b = 1 - \tfrac{3}{2}\varepsilon; \quad a = 1; \quad c = -\tfrac{1}{2}. \qquad (31)$$

Mit diesen Werten folgt aus (19)

$$\vartheta_c = 0{,}058\,\alpha, \qquad (32)$$

d. h. ϑ_c bleibt auch für kleine Werte von α erheblich unter α. Als Gleichung der Unstetigkeitslinie findet man unter Benutzung der Bezeichnung (14)

$$z = \frac{P}{4}\Big\{3 + \cos 2\chi - 4\cos\chi + \\ + i\varepsilon\,[2\sin 2\chi - 4\sin\chi + (\pi - \chi)\,(3 + \cos 2\chi - 4\cos\chi)]\Big\}; \qquad (33)$$

dabei sind im reellen Teil Glieder von der Ordnung ε neben den endlichen Gliedern vernachlässigt. Mit dieser Annäherung sind die Abszissen von ε unabhängig und die Ordinaten proportional ε, d. h. für kleine Winkel α gehen die Formen der Totwassergebiete — bei variablem α und festem P — einfach durch Änderung des Ordinatenmaßstabs auseinander hervor. Das Verhältnis der Quererstreckung zur Längserstreckung geht mit α gegen Null. Der Staupunkt liegt bis auf Glieder von höherer Ordnung in ε im Scheitelpunkt B.

Auch wenn α zwischen π und 2π liegt, behält die Lösung (29) einen Sinn. Sie stellt dann eine Strömung dar, die gegen eine hohle Ecke anströmt und dabei ein Totwassergebiet von unbestimmter Größe in der Ecke bildet. Dieser Fall ist dem Villatschen Beispiel (Fig. 1) durchaus analog, nur daß — infolge der Unbegrenztheit der Wände — die Geschwindigkeiten im Unendlichen über alle Grenzen wachsen und die Ursprungsrichtung der Strömung mit der Winkelhalbierenden zusammenfallen muß.

Der Wendepunkt auf BD verschwindet von selbst beim Durchgang durch $\alpha = \pi$. Die Konstante b darf jetzt nicht mehr aus Gl. (28) bestimmt werden, denn die Bedingung $T = 0$ (s. S. 132) verliert ihre physikalische Bedeutung[1]), da die Endpunkte der Unstetigkeitslinie nicht mehr gleiche Ordinatenwerte haben können. Dagegen rückt jetzt — wie eine nähere Untersuchung zeigt — der Wendepunkt C nach B herein; dadurch spezialisiert sich c zu $+1$ und b berechnet sich dann aus (21) und (25). Es sind also wiederum alle Konstanten, mit Ausnahme des Ähnlichkeitsfaktors P, bestimmt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß — ähnlich wie bei einem von Villat gegebenen Beispiel — bei der zweidimensionalen Strömung in einer unbegrenzten Ecke und gegen eine solche Totwassergebiete von unbestimmter Größe mit den hydrodynamischen Gleichungen verträglich sind[2]).

1) Mathematisch behält die Bedingung $T = 0$ und die daraus sich ergebende Formel (28) für b einen Sinn: die Unstetigkeitslinie windet sich dann spiralförmig um die Ecke und schneidet ihre beiden Wände.

2) Anm. bei der Korr. Erst während der Drucklegung der vorliegenden Mitteilung ist dem Verfasser eine umfangreiche Arbeit von R. Thiry (Doktorthese Straßburg 1921, auch Ann. Ec. Norm., Band 38) bekannt geworden, in der das Villatsche Beispiel näher untersucht und einige weitere Fälle mehrdeutiger Lösungen mitgeteilt werden. Thiry hält an der Forderung fest, daß die Geschwindigkeit im Unendlichen endlich bleiben soll. Durch Aufgabe dieser Forderung vereinfacht sich die Rechnung erheblich, so daß nur in den beiden hier gegebenen Beispielen die Lösung in geschlossener Form und mit Hilfe elementarer Funktionen dargestellt werden kann.

Leipzig, im Dezember 1921.

(Eingegangen 24. Dezember 1921.)

Die Genesis der Elemente.

Von Maximilian Camillo Neuburger.

Durch die Arbeiten von F. W. Aston sind die ersten zwanzig Elementtypen des periodischen Systems auf die Existenz von Isotopen untersucht worden. Diese Arbeiten sind für die Frage nach dem Feinbau der Atomkerne äußerst wertvoll, da es erst auf Grund ihrer Ergebnisse möglich ist, einen weiteren Schritt zur angestrebten Lösung der genannten Probleme zu tun. Als wir vor längerer Zeit ein allgemeines Modell der Atomkerne[1]) aufstellten, mußten wir sagen,

1) M. C. Neuburger, Ein neues Kernmodell. Zeitschr. f. physik. Chem. **99**, 454—473. 1921; Nr. 6.

daß unser Kernmodell vorläufig nur bei den Radioelementen anwendbar ist, da die Werte der Koeffizienten in so weiten Grenzen schwankend waren. Bei vereinfachenden Annahmen war es z. B. noch möglich, 53 voneinander verschiedene Kernmodelle für das Uran I-Atom auszugeben, die alle die radioaktiven Vorgänge ebenso erklären konnten, wie das früher aufgestellte Meitnersche Kernmodell. Der Hauptvorzug unseres allgemeinen Kernmodells liegt gegenüber dem Meitnerschen Kernmodell darin, daß es auf alle Elemente und nicht nur auf die Radioelemente anwendbar ist.

Benützt man die Bezeichnungen:

A = Atomgewicht,
z = Ordnungszahl (Kernladung),
F_k = Kernformel,
N_k = Gesamtsumme der Kernbausteine,
n = Gesamtzahl der Heliumkerne (α-Teilchen),
s = Gesamtzahl der Isoheliumkerne (α_i-Teilchen),
p = Gesamtzahl der Wasserstoffkerne (H^+-Teilchen),
v = Gesamtzahl der Kernelektronen (β-Teilchen),

so ist

$$A = 4n + 3s + p$$
$$z = 2n + 2s + p - v$$
$$N_k = n + s + p + v$$

und die allgemeine Kernformel — in einfacherer Form angeschrieben als in der zitierten Arbeit — gegeben durch

$$F_k = n\alpha + s\alpha_i + pH^+ + v\beta.$$

Durch die Untersuchungen Ernest Rutherfords über den Zusammenstoß von α-Teilchen mit leichten Atomen und auf Grund der erwähnten Arbeiten von Aston können aus den möglichen Werten der Koeffizienten n, s, p und v, die allein richtigen für die Elemente der Ordnungszahlen 1—20 ausgewählt werden.

Rutherford beobachtete bei Sauerstoff nur α_i-Teilchen (Kern des Heliumisotopes von der Masse 3) und keine H^+-Teilchen und bei Stickstoff sowohl α_i- als auch H^+-Teilchen. Für Sauerstoff ist $A = 16$ und $z = 8$, daher wären für n, s, p und v die angegebenen Werte

n	s	p	v
4	0	0	0
3	1	1	1
2	2	2	2
1	**4**	**0**	**2**
0	5	1	3

möglich, während nach Rutherford nur die besonders hervorgehobenen Werte gültig sind. Somit kann die Kernformel für Sauerstoff nur die folgende sein:

$$F_k^{O_{16}} = \alpha + 4\alpha_i + 2\beta.$$

Für Stickstoff erhalten wir

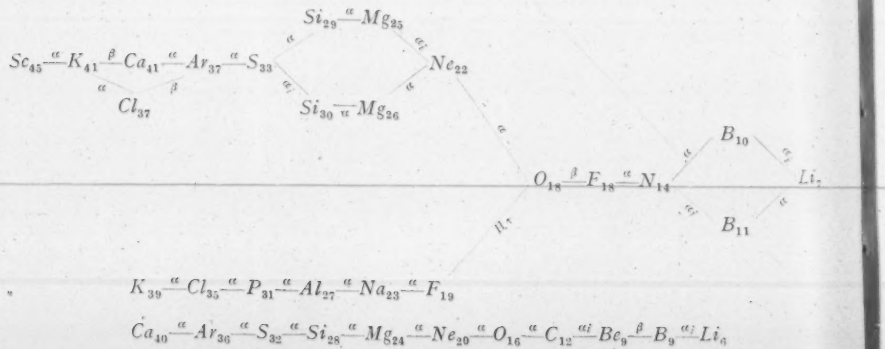
n	s	p	v
3	0	2	1
2	2	0	1
1	**3**	**1**	**2**
0	4	2	3

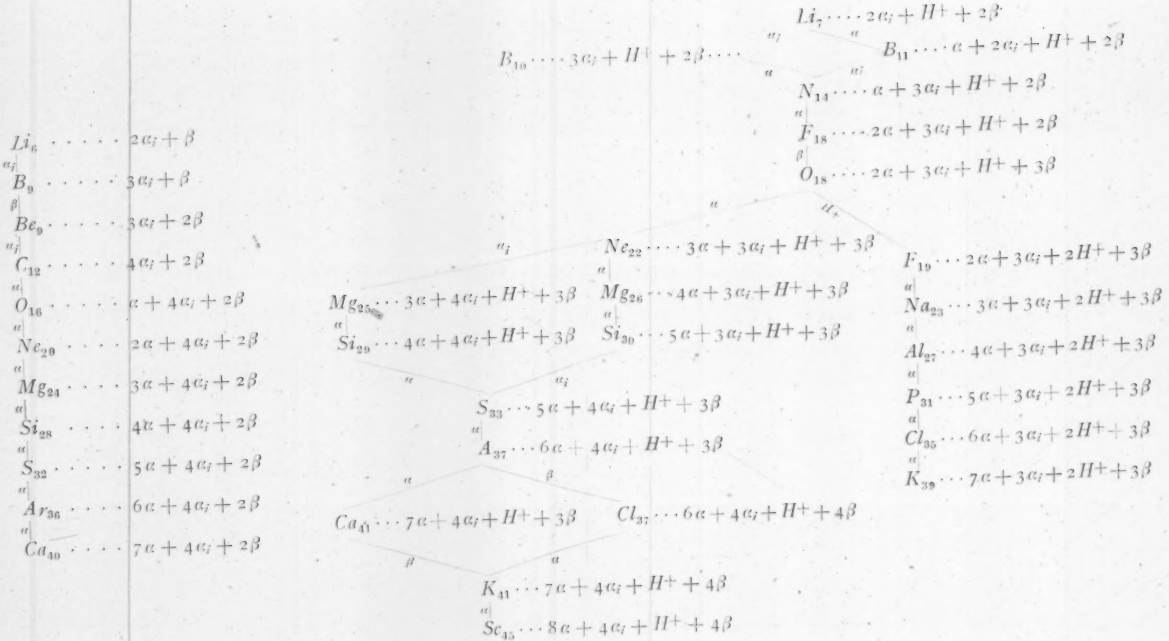
Die anderen ebenfalls möglichen Werte ($s = 4$, $p = 3$, $v = 3$) sind wegen der Genesis des Stickstoffkerns nicht brauchbar. Die richtige Kernformel für Stickstoff ist daher

$$F_k^{N_{14}} = \alpha + 3\alpha_i + H^+ + 2\beta.$$

Da uns die richtigen Werte von n, s, p und v für diese beiden Atomkerne jetzt bekannt sind, sind sie uns auch für eine große Anzahl anderer Elemente gegeben, wie die beiden genetischen Reihen zeigen.

Die hier gegebenen Stammbäume der Elemente schließen nicht die Behauptung ein, daß die Elemente radioaktiv sein müßten. Die




$Li_6 \cdots 2\alpha_i + \beta$
$B_9 \cdots 3\alpha_i + \beta$
$Be_9 \cdots 3\alpha_i + 2\beta$
$C_{12} \cdots 4\alpha_i + 2\beta$
$O_{16} \cdots \alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$Ne_{20} \cdots 2\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$Mg_{24} \cdots 3\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$Si_{28} \cdots 4\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$S_{32} \cdots 5\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$Ar_{36} \cdots 6\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$Ca_{40} \cdots 7\alpha + 4\alpha_i + 2\beta$
$B_{10} \cdots 3\alpha_i + H^+ + 2\beta$
$Li_7 \cdots 2\alpha_i + H^+ + 2\beta$
$B_{11} \cdots \alpha + 2\alpha_i + H^+ + 2\beta$
$N_{14} \cdots \alpha + 3\alpha_i + H^+ + 2\beta$
$F_{18} \cdots 2\alpha + 3\alpha_i + H^+ + 2\beta$
$O_{18} \cdots 2\alpha + 3\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Ne_{22} \cdots 3\alpha + 3\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$F_{19} \cdots 2\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$Mg_{25} \cdots 3\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Mg_{26} \cdots 4\alpha + 3\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Na_{23} \cdots 3\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$Si_{29} \cdots 4\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Si_{30} \cdots 5\alpha + 3\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Al_{27} \cdots 4\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$P_{31} \cdots 5\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$S_{33} \cdots 5\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Cl_{35} \cdots 6\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$A_{37} \cdots 6\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$K_{39} \cdots 7\alpha + 3\alpha_i + 2H^+ + 3\beta$
$Ca_{41} \cdots 7\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 3\beta$
$Cl_{37} \cdots 6\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 4\beta$
$K_{41} \cdots 7\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 4\beta$
$Sc_{45} \cdots 8\alpha + 4\alpha_i + H^+ + 4\beta$

Existenz von einigen von Aston noch nicht gefundenen Elementen, die in unseren genetischen Reihen angenommen werden mußte, kann damit verteidigt werden, daß es Aston z. B. bei Beryllium nicht möglich war, ein Isotop aufzufinden (er fand nur Be_9), obwohl die Existenz eines solchen — das Atomgewicht 9,1 (wenn das Atomgewicht 9,1 richtig ist) ist — außer Zweifel steht. Hypothetisch sind: B_8, O_{18}, F_{18}, S_{33}, Ar_{37} und Ca_{41}.

Die Kernformeln, der in unseren zwei Elementreihen untergebrachten Elemente seien hier angegeben. (Siehe S. 135.)

Untersucht man die verschiedenen Wege des Abbaues der Atomkerne, so findet man, daß für ein α-, α_i-, H^+- und β-Teilchen die folgenden Beziehungen zwischen N_k, A und z bestehen:

$$\begin{array}{ll} \alpha & \dots\ 2N_k + z = A, \\ \alpha_i & \dots\ N_k + z = A, \\ \beta & \\ H^+ & \dots\ z = A. \end{array}$$

Betrachten wir als Beispiel den Stickstoffkern

$$F_k^{N_{14}} = \alpha + 3\alpha_i + H^+ + 2\beta.$$

Die Beziehung, die zwischen N_k, A und z besteht, finden wir, wie folgt

$$\begin{array}{lll} 1\,\alpha & \dots\ 2N_k + & z = A, \\ 3\,\alpha_i & \dots\ 3N_k + & 3z = 3A, \\ 2\beta & \dots\ 2N_k + & 2z = 2A, \\ 1\,H^+ & \dots\ & z = A, \\ \hline & 7N_k + & 7z = 7A. \end{array}$$

Man überzeugt sich leicht, daß die Beziehung wirklich erfüllt ist. Als zweites Beispiel wählen wir den Sauerstoffkern

$$F_k^{O_{16}} = \alpha + 4\alpha_i + 2\beta.$$

$$\begin{array}{lll} 1\,\alpha & \dots\ 2N_k + & z = A, \\ 4\,\alpha_i & \dots\ 4N_k + & 4z = 4A, \\ 2\beta & \dots\ 2N_k + & 2z = 2A, \\ \hline & 8N_k + & 7z = 7A. \end{array}$$

Betrachten wir jetzt einen allgemeinen Atomkern

$$F_k = n\alpha + s\alpha_i + pH + v\beta,$$

so haben wir

$$\begin{array}{lll} n\alpha & \dots\ 2nN_k + & nz = nA, \\ s\alpha_i & \dots\ sN_k + & sz = sA, \\ v\beta & \dots\ vN_k + & vz = vA, \\ pH^+ & \dots\ & pz = pA, \\ \hline & N_k(2n+s+v) = & (A-z)\,(n+s+p+v). \end{array}$$

Da nun

$$A - z = 4n + 3s + p - 2n - 2s - p + v,$$

also

$$A - z = 2n + s + v$$

und

$$N_k = n + s + p + v,$$

so ist obiger Ausdruck nichts anderes als

$$N_k \cdot (A - z) = (A - z) \cdot N_k.$$

Da N_k beim Zerfall immer nur um 1 kleiner wird und $A - z$ bei α-Zerfall um 2, bei α_i- und β-Zerfall um 1 und bei einer H^+-Umwandlung um 0 kleiner wird, so ist dieses Verhältnis zwischen Nk, A und z als Führer beim Aufsuchen genetischer Zusammenhänge zwischen den einzelnen Elementen verwendbar.

Eine andere zu dem gleichen Zweck anwendbare Beziehung ist die folgende:

$$A = 2z + \Theta,$$

wo allgemein

$$\Theta = 2v - s - p \quad (\Theta = 0, 1, 2, 3 \dots)$$

ist. Ist Θ_1 für ein Element bekannt, so gilt für dessen „Zerfallsprodukt" Θ_2, wobei

$$\begin{array}{ll} \text{bei } \alpha\text{-Zerfall} & \Theta_2 = \Theta_1, \\ \text{„ } \alpha_i\text{-Zerfall} & \Theta_2 = \Theta_1 + 1, \\ \text{„ } H^+\text{-Zerfall} & \Theta_2 = \Theta_1 + 1, \\ \text{„ } \beta\text{-Zerfall} & \Theta_2 = \Theta_1 - 2. \end{array}$$

Der Ausdruck „Zerfall" ist hier natürlich nur im übertragenen Sinne angewandt.

Die hier gegebene Anwendung unseres Kernmodelles zeigt dessen Brauchbarkeit und ist zugleich die Einleitung zu einer Reihe von Arbeiten über den „Feinbau der einzelnen Atomkerne". Den Kernformeln kommt ähnliche Bedeutung zu, wie den chemischen Formeln.

Wien, 17. Dezember 1921.

(Eingegangen 8. Januar 1922.)

Untersuchungen über den Zerstäubungsvorgang glühender Wolframdrähte.

Von A. Goetz.

(Mit Tafel III u. IV.)

Die bekannte Erscheinung, daß hocherhitzte Drähte schwer schmelzender Metalle in evakuierten Glühlampen und besonders in Glühkathodenröhren einem gewissen Zerfallsprozeß unterliegen, der sich durch Trübung der Glaswände und Durchbrennen des Fadens äußert, soll in der vorliegenden Arbeit einer Untersuchung unterzogen werden. Da als Material in den letzten Jahren wohl ausschließlich Wolfram in Verwendung gekommen ist, gerade weil bei Wolfram diese Effekte relativ gering sind, so beschränkt sich die Untersuchung auf dieses Metall, in der Annahme, daß eine Extrapolation auf Tantal und Molybdän berechtigt ist[1]).

1) Die Deutsche Glühfadenfabrik (R. Kurtz und Dr. ing. P. Schwarzkopff) G. m. b. H. Berlin hat in ent-

Im Folgenden sollen zunächst die verschiedenen Erscheinungsformen der Zerstäubung unter gleichzeitiger Erwähnung der über die einzelnen Phänomene gemachten Untersuchungen geschildert werden. Anschließend hieran werden die eigenen Untersuchungen an unter verschiedenen Verhältnissen geglühten Drähten mittels Mikroskops dargelegt.

Evakuiert man ein Glasgefäß, in dem ein Wolframdraht derart angebracht ist, daß er durch äußere Stromzuführung geglüht werden kann, so zeigt sich bei Drucken von ca. 5—10 mm nach kurzer Zeit ein gelblich-weißer Niederschlag von Wolframtrioxyd (WO_3) an den Glaswänden, der auf einem ziemlich bedeutenden Sauerstoffgehalt im Röhreninnern schließen läßt. War der Partialdruck des Sauerstoffs geringer, so zeigt der Belag eine mehr ins Bläuliche spielende Färbung, welche durch das sauerstoffärmere Wolframpentoxyd (W_2O_5), daß allerdings bei Weißglut flüchtig ist, hervorgerufen wird[1]).

Diese Oxydationserscheinungen treten nur bei sehr mangelhafter Evakuierung auf, während eine andere Form des Glühkörperzerfalls noch bis zu Drucken von einigen Tausendstel Millimeter hervortritt. In solchen Fällen wird die Glaswand in sehr kurzer Zeit bis zur Undurchsichtigkeit geschwärzt. Diese Erscheinung ist von Langmuir und Orange[2]) eingehend untersucht worden. Die Untersuchung ergab, daß diese Zerstäubung nur dann eintrat, wenn sich Wasserdampf im Innern des Gefäßes befand, der noch bis zu einem Partialdrucke von 10^{-4} mm in folgender Weise wirkte: Durch die hohe Temperatur des Glühfadens wird der Wasserdampf in Sauerstoff und Wasserstoff zerlegt. Ersterer oxydiert das Metall zu seinem flüchtigen Oxyd, das auf dem Wege zur Glaswand durch den freien Wasserstoff reduziert wird. Der dabei entstehende Wasserdampf tritt nun von neuem an den Glühdraht usw., während das Metall sich als Spiegel niederschlägt.

Es ist nun eine bekannte Erscheinung, daß hocherhitzte Drähte auch im besten Vakuum Zerstäubung zeigen, wo die Abwesenheit jeglichen Wasserdampfes oder sonstiger störender Gase durch den gesetzmäßigen Verlauf der Elektronenströme in Abhängigkeit von Temperatur und Anodenspannung, wie es in Glühkathodenröhren der Fall, nachgewiesen ist.

Allgemein wird die Ursache dieser Erscheinung in der Verdampfung des Wolframs gesehen, so daß die Schwärzung der Glaswände durch einen Sublimationsvorgang zu erklären wäre[1]). Verf. wurde durch folgende Erscheinungen auf die Unzulänglichkeit dieser Anschauung aufmerksam. Vergleicht man Glühlampen gleicher Bauart, gleichen Drahtmaterials, gleicher Kerzenzahl und Brenndauer, aber verschiedener Herkunft miteinander, so findet man zuweilen sehr verschiedene Schwärzungsgrade, trotzdem eine Fluoreszenzprobe im Hochspannungsfeld keine Druckdifferenz im Röhreninnern erkennen läßt. (So berichtet z. B. B. Monasch[2]) von einer normal belasteten Wolframglühlampe die Erreichung der 15000 Brennstunde.) Daß die Ursache der Zerstäubung in diesem Falle chemischer Natur ist, — wie oben beschrieben — ist nach derart langer Brenndauer und bei der Sorgfalt der Lampenfabrikation nicht anzunehmen. Ebenso bildet in diesem Falle die Verdampfung keine Erklärungsmöglichkeit, weil selbst durch kleine Druckunterschiede der Lampen untereinander eine Änderung der verdampften Metallmenge wegen des minimalen Dampfdruckes des Wolframs bei den üblichen Glühtemperaturen nicht in Betracht kommt.

Ferner läßt sich durch die Annahme einer Verdampfung die bekannte Tatsache der gesteigerten Zerstäubung der Glühdrähte bei Wechselstromheizung (die in erster Linie für Tantal, dann aber für Wolfram zutrifft) nicht erklären. Bei Tantalfäden hat Scarpa[3]) für diesen Fall sehr schnelle Querschwingungen einzelner Fadenteile festgestellt, welche den Rekristallisationsvorgang des Fadens offenbar beschleunigen. Hieraus einen Grund für eine gesteigerte Verdampfung abzuleiten, ist wohl nicht statthaft.

Außerdem wird die Größe des zwischen Kathode und Anode übergehenden Stromes in Glühkathodenröhren sehr wesentlich durch die Zerstäubung beeinflußt, derart, daß bei starker Zerstäubung die Emission steigt. Daß ließe auf eine Steigerung der Temperatur schließen, was wiederum gegen die Annahme einer Verdampfung spricht, da sie eine Widerstandssteigerung hervorrufen sollte, die bei anliegender konstanter Spannung eine Herabsetzung der Temperatur verursachen müßte. Selbst unter der Annahme, daß ein Teil der Wolframdampfmoleküle Träger elektrischer Ladungen wären und sie dadurch eine stark gesteigerte und

gegenkommender Weise eine Reihe von Wolframpräparaten kostenlos zur Verfügung gestellt, wofür ihr an dieser Stelle verbindlichst gedankt wird.

1) Hirst, Journ. of Proc. of Inst. of Electr. Eng. **41**, 650, 1908.

2) Langmuir u. Orange, Electr. World **62**, 798, 1913.

1) Langmuir u. Orange l. c.

2) B. Monasch, „Elektr. Beleuchtung" **2**, 83, 1910.

3) Scarpa, L'Elettricista, Heft 19, 1908.

schwankende Elektronenemission vortäuschten, läßt sich eine solche Erklärung nicht aufrecht erhalten, weil dann eine Änderung der stationären Verhältnisse der Ladungen an der inneren Glaswand hervorgerufen werden müßte, die aber selbst mit sehr empfindlichen Elektroskopen nicht nachgewiesen werden konnte.

Ein weiterer Gegengrund liegt in der Tatsache, daß Wolframdrähte, die aus fadenförmigen Kristallen bestehen (nach Ely[1]) „... und einer 1200stündigen Benutzungsdauer unter normaler Spannung, dann noch bis zu 750 Stunden einer um 10 Proz. höheren Überspannung ausgesetzt waren, nicht den geringsten Beschlag verursacht hatten. Da die Glaskörper dieser Lampen auch keinen größeren Inhalt als die Körper der anderen (gewöhnlichen) Lampen aufwiesen, somit die Innenraumverhältnisse, welche die Zerstäubung beeinflussen könnten, in allen Fällen gleich waren, so muß der Vorteil des Nichtzerstäubens der Fäden in der Herstellung der Drähte nach dem Kristallisationsverfahren gesucht werden ..." Da eine wesentliche Dampfdruckänderung des Wolframs beim Übergang in eine gröbere Kristallstruktur nicht anzunehmen ist, liegt hier offenbar ein anderer Vorgang zugrunde.

Träfe schließlich die Annahme einer Verdampfung zu, so müßte die Struktur des Beschlages an der Glaswand entweder submikroskopisch sein (infolge eines gleichmäßigen mikrokristallinen Niederschlages) oder sie müßte regelmäßig kristalliner Struktur sein, ja selbst in dem Falle, daß einzelne Kristallisationszentren bevorzugt würden, müßte sich an diesen ein gesetzmäßiger Bau nachweisen lassen. Eine Untersuchung solcher Glasstücke zeigt nun, daß keine von beiden Annahmen zutrifft. Die erste insofern nicht, weil unter dem Mikroskop, allerdings erst bei den höchsten durch Ölimmersionen erreichbaren Aperturen (bei äußerst schwach geschwärzten Gläsern) sich Niederschlagsteilchen zeigen, deren Gestalt aber entgegen der zweiten Voraussetzung durchaus keine reguläre Kristallform zeigt (Fig. 1 und 2). Die Aufnahmen sind mit einem eigens zu diesem Zweck konstruierten apochromatischen Ölimmersionsobjektiv von Zeiß ($n \cdot \sin u = 1{,}45$) mit Vertikalilluminator nach Beck aufgenommen.

Der Niederschlag besteht aus regellos verstreuten Wolframsplittern, deren Größe offenbar von der Geschwindigkeit des Zerstäubungsvorganges abhängt. Die Beobachtung gewährt auch nicht den Eindruck, als ob irgendein Zentrum bevorzugt würde.

Bevor mit einer genaueren Betrachtung des Zerstäubungsvorganges begonnen wird, soll erst kurz eine Schilderung der Herstellungsmethoden von Wolframdrähten folgen.

Es lassen sich hier 5 verschiedene Verfahren unterscheiden, deren jedes eine fast unübersehbare Reihe von Verbesserungsvorschlägen zur Folge hatte. Bekanntlich ist es bis jetzt noch nicht möglich gewesen, reines Wolframmetall derart zu schmelzen, daß das Schmelzgut eine leicht zu bearbeitende homogene Masse bildete. Ebenso sind Reinigungsverfahren auf diesem Wege fehlgeschlagen[1]). Infolgedessen ist man darauf angewiesen, das kristalline Wolframpulver, das in äußerst feiner Verteilung bei der Reduktion der Wolframsäure im Wasserstoffstrom erhalten wird, zu Fäden bzw. zu Drähten zu verarbeiten.

1. Das Überzugsverfahren (Just-Hanaman[2])).

In einer Atmosphäre von Wolframhexachlorid und Wasserstoff wird ein Kohlefaden geglüht, so daß sich Wolframmetall auf der Kohle niederschlägt und nach dem Verbrennen der Kohle ein Wolframrohr entsteht.

2. Das Spritzverfahren (Just-Hanaman[3])).

Durch Düsen wird eine Paste von Wolframpulver und einem Bindemittel gepreßt. Die so entstandenen Fäden werden durch Verkohlung des Bindemittels bei niederer und durch Entkohlung bei höherer Temperatur gesintert, so daß ein reiner Wolframfaden übrig bleibt.

3. Das Kolloidverfahren (Kuzel[4, 5])).

Kolloidales Wolfram mit geringem Wasserzusatz ist pastös und wird zu Fäden gepreßt. Hierauf wird in einer Schutzatmosphäre gesintert.

4. Das Ziehverfahren[6]).

Wolframpulver wird mit Nickel vermischt. Die Vermischung erfolgt entweder mechanisch oder durch galvanischen Niederschlag. Die Mischung wird gewalzt und zu feinem Draht gezogen. Auf chemischem Wege oder durch Verdampfen wird das beigemischte Metall aus dem Wolfram entfernt.

5. Das Schmiedeverfahren[7]).

Wolframpulver wird mit einem Bindemittel (Thoriumhydroxyd) zu Stäben gepreßt. In einer Wasserstoffschutzatmosphäre werden diese Stäbe bei ca. 1500 Grad C durch besonders konstruierte Hämmerwerke geschickt, die den Stab so hämmern, daß ein sehr starker konzentrischer Druck ausgeübt wird, der die obere Elastizitäts-

1) Ely, Zeitschr. d. Ver. Deutsch. Ing. 1918, S. 20ff.

1) Weiß, Zeitschr. f. anorg. Chem. 65, 279, 1909.
2) D.R.P. 154, 262 u. a.
3) D.R.P. 194, 468 u. a.
4) D.R.P. 194, 348 u. a.
5) Müller, Zeitschr. f. angew. Chem. 663, 1914.
6) D.R.P. 233, 723 u. a.
7) D.R.P. 302, 767 u. a.

grenze der Kristalle überschreitet, so daß sich längs des Drahtes Gleitlinien ausbilden und sich zu langen mit der Achse des Drahtes parallel laufenden Fasern formen im Sinne des von Tamann[1]) beschriebenen Vorganges. Mit Hilfe dieser Maschinen ist es möglich, noch Drähte bis zu ca. 0,5 mm Stärke herzustellen, für noch kleinere Querschnitte gelangt das Zieheisen zur Anwendung.

Infolge ihrer Vorgeschichte zeigen also diese Drähte eine Fluidalstruktur, die in den Fig. 3 und 4 im Quer- und Längsschnitt dargestellt ist. (Wegen ihrer beträchtlich größeren Bruchfestigkeit gelangen die Drähte nach dem unter 5 genannten Verfahren hauptsächlich in Anwendung.) Werden diese Drähte geglüht, so teilen sie mit den Fäden der übrigen Herstellungsmethoden die Eigenschaft, daß sie ihre Duktilität vollständig verlieren und außerordentlich spröde werden. Die Ursache liegt in einem Rekristallisationsvorgang, der mit dem ersten Glühen eintritt und dessen Geschwindigkeit von der Glühdauer und der Temperatur abhängt[2]). Bei den in Betracht kommenden Temperaturen ist der Vorgang aber in den ersten Minuten beendet. Er ist zuerst von Brislee[3]) durch mikroskopische Untersuchung festgestellt worden. Wie ein derart in einer Schutzgasatmosphäre geglühter Draht aussieht, zeigt im Längsschnitt Fig. 5. Die Größe der einzelnen Kristallite hängt von der Erwärmungsgeschwindigkeit ab. Diese Tatsache hat bekanntlich die Firma Pintsch[4]) dazu verwendet, den nach dem geschilderten Verfahren hergestellten Draht in einer Schutzgasatmosphäre durch genau geregelte fortschreitende Erwärmung derart zur Rekristallisation zu bringen, daß von einem Ende beginnend, der ganze Draht ein einziger Kristall wird. Das ist der Fall, wenn die Erwärmung mit der Rekristallisationsgeschwindigkeit Schritt hält. Die Vorzüge dieser Drähte sind bekanntlich die, daß sie auch nach langer Glühdauer nicht spröde werden und keine Zerstäubung aufweisen, wie schon erwähnt wurde. Voraussetzung ist dabei, daß der Draht wirklich ein einziger Kristall ist, was aber meistens nicht der Fall, da sich infolge von Materialunregelmäßigkeiten an mehreren Stellen des Drahtes Stoßstellen zweier Kristalle ausbilden, die dann wieder dieselben Eigenschaften besitzen, wie die anfänglich beschriebenen Materialien, wobei aber in diesem Falle die Bruchfestigkeit viel geringer ist, weil eine solche Stoßstelle immer quer durch den ganzen Draht läuft.

Da nach Obigem die Annahme einer Verdampfung als Ursache der Zerstäubung unwahrscheinlich geworden ist, so soll hier noch eine andere Untersuchung Erwähnung finden, die sich mit der Erklärung des Zerstäubungsvorganges befaßt. Es ist verschiedentlich (kürzlich von Worthing[1])) geäußert worden, daß ein Zusammenhang zwischen der Elektronenemission und der Zerstäubung von Wolfram bestände, in dem Sinne, daß der Draht, der sehr stark emittierte, auch sehr schnell zerstäubte. Verf. hat die Ursachen der Zerstäubung an systematisch hergestellten Mikroobjekten von Wolframdrähten, welche verschiedenen Zerstäubungsgraden ausgesetzt waren, untersucht. Die Herstellung der Objekte geschah derart, daß die zu untersuchenden Drähte auf dem Objektträger mit von Xylol befreitem Canadabalsam aufgekittet wurden, was bei dünnen Spiralen (Glühkörper aus gasgefüllten Lampen) im Vakuum geschehen mußte, damit sich keine Luftblasen bildeten. Nach dem Erkalten des Kittes wurden die Objekte mit feinstem Schmirgel- und Ölsteinpulver nachgeschliffen und mit Polierrot poliert. Um schließlich die letzten unter dem Mikroskop sichtbaren Polierstriche zu vermeiden, wurde noch einige Stunden auf weichem Handschuhleder nachpoliert. Wie die Abbildungen zeigen, ließ sich oft dieser Fehler nicht ganz beseitigen. Fettspuren wurden mit Kalilauge entfernt und das Präparat dann in eine verdünnte Lösung von Flußsäure und Salpetersäure zu gleichen Teilen gelegt. Das Ätzen dauerte je nach der Größe der Oberflächen (bei kleineren Oberflächen länger) bis zu 16 Stunden.

Von einer Serie von Präparaten, die Drähte der gleichen Vorgeschichte darstellten, wurden dann Mikrophotographien hergestellt, wobei jedesmal eine Erscheinung abgebildet wurde, die charakteristisch für diese Serie war, um sicher zu sein, nicht eine Zufallserscheinung auf der Platte zu haben.

Bringt man einen Draht in einem hochevakuierten Glasgefäß zur Weißglut, so beginnt der Draht zu zerstäuben und die Glaswand zu schwärzen. Schleift man ihn seiner Länge nach, so sieht man unter dem Mikroskop nach dem Ätzen, daß der Draht im Gegensatz zu den regelmäßig rekristallisierten Drähten in der Gasatmosphäre hier Krisrallite der verschiedensten Größe zeigt, die teils durch sehr schmale, teils durch breite Streifen der Zwischen-

1) Faust u. Tamann, Zeitschr. f. phys. Chem. **75**, S. 108.
2) Tamann, Zeitschr. f. Elektrochem. **18**, S. 584.
3) Brislee, Electr. **69**, S. 325.
4) Ely, l. c., Böttger, Zeitschr. f. Elektrochem. **23**, 121, 1913.

1) Worthing, Lab. Journ. Frankl. Inst. Ohio **191**, 833, 1921.

substanz getrennt sind. Diese Erscheinung ist charakteristisch für vakuumgeglühte Drähte. Ebenso wurde bei allen Drähten beobachtet, daß die Breite der Zwischensubstanz auf Kosten der schmäleren Streifen bei höheren Zerstäubungsgraden wächst, und ganz beträchtliche Dimensionen annehmen kann (Fig. 6). Schließlich wird — besonders, wenn die Streifen in der Nähe der Oberfläche auftreten (Fig. 7) — ein Komplex von Kristalliten herausgebrochen. Einen solchen Draht stellt Fig. 8 im Längs-, Fig. 9 im Querschnitt dar. Bei der letzten Aufnahme zeigt der Draht die Gestalt eines Rohres.

Je rascher der Temperaturanstieg war und je höher diese getrieben wurde, um so größer waren die in diesem Fall viel weniger zahlreichen Steifen, um so geringer die Zahl und um so größer das Volumen der an die Glaswand geschleuderten Kristallite. Dieselbe Erscheinung wurde bei der Untersuchung des Zerstäubungsniederschlages an der Glaswand gefunden. Stieg die Temperatur rasch, so waren oft die an die Glaswand geschleuderten Kristallite mit dem bloßen Auge zu erkennen. Der Vorgang läßt sich auf folgende Weise erklären:

Es ist bekannt, daß reines Wolfram ein verhältnismäßig geringes Okklusionsvermögen für Gase hat, was auch aus der von Langmuir[1]) geschilderten Tatsache hervorgeht, daß bei kleinen Drucken Wasserstoff in Gegenwart eines glühenden Wolframdrahtes nicht von diesem aufgenommen wird, sondern sich unter Umständen in starken Schichten an der Glaswand ablagert. Augenscheinlich ist aber das Okklusionsvermögen der Zwischensubstanz, die aus Thoriumoxyd oder sonstigen Resten der bei der Fabrikation verwendeten Bindemittel besteht, beträchtlich größer. Nun sinkt mit steigender Temperatur das Okklusionsvermögen der im glühenden Draht eingeschlossenen Zwischensubstanz und der Druck der freiwerdenden okkludierten Gase steigt, so daß im Falle, daß die Erwärmung so rasch erfolgt, daß eine langsame Diffusion zwischen den Kristallitspalten hindurch nicht mehr stattfinden kann, das an sich schon sehr lockere Kristallgefüge des Drahtes gewaltsam verschoben wird, Zerreißungen der Oberfläche eintreten und die äußersten Kristallite weggeschleudert werden. Dieser Vorgang läßt sich unter dem Mikroskop anschaulich verfolgen. Er steht auch im Einklang mit den Beobachtungen von Tiede und Birnbräuer[2]) beim „Schmelzen" des Wolframs, wo ... „beim Durchschmelzen eine so plötzliche Gasabgabe erfolgte, daß das schmelzende Metall auseinanderspritzte ..."

Der Verlauf dieses Vorganges wurde unter dem Mikroskop bei den stärksten erreichbaren Vergrößerungen analysiert. Es zeigt sich dabei, daß ursprünglich gleichmäßige Zwischenräume sich verschieben, so daß an gewissen Stellen (wobei offenbar die Kreuzungsstellen mehrerer Streifen bevorzugt werden) starke Verschiebungen und Verdrängungen der Kristallite auftreten, derart, daß der Kristallit zur Seite gedrängt und eingedrückt wird. Bei diesen hohen Temperaturen darf mit einer ziemlich großen Plastizität der Wolframkristallite gerechnet werden. Es bilden sich nun einzelne Blasen, die je nach den Verhältnissen stark anwachsen und in die großen Hohlräume übergehen, die oben erwähnt wurden. (Fig. 10 zeigt einen solchen Draht im Anfangsstadium der Zerstäubung.) Schleift man einen solchen Draht senkrecht zu seiner Längsachse, so hat man den Eindruck eines Rohres mit ungleichmäßiger Wandstärke, daß infolgedessen „platzen" wird (Fig. 9). Der Draht würde nun in noch viel kürzerer Zeit zerstört werden, wenn nicht dieser Vorgang eine Befestigung der stehengebliebenen Kristallite bewirkte. Dort hat nun die Zwischensubstanz beträchtlich abgenommen, so daß die Kristallite fast direkt aneinanderliegen, also das Gefüge bedeutend widerstandsfähiger geworden ist (Fig. 6). War das Metall sehr hoch erhitzt, so sind die Zwischenräume kaum zu unterscheiden, ja es scheinen sich sogar mehrere Kristallite zusammenzuschweißen. Solche Teile des Drahtes sind sehr duktil und durchaus nicht spröde. Der Vorgang erweckt den Eindruck, daß die Zwischensubstanz, die bei diesen Temperaturen sublimiert[1]) langsam an die Oberfläche tritt und dort verdampft.

Heizt man einen Draht in kurzer Zeit bis in die Nähe der Schmelztemperatur, so daß er explodiert und neben Kristalliten auch geschmolzene Teile zur Glaswand fliegen, so ist eine solche Schmelzkugel, die teils kristallinen teils mikrokristallinen Bau aufweist, hohl und zeigt beim Aufschneiden zuweilen Löcher von Stecknadelkopfgröße (Fig. 11).

Heizt man einen Draht nun langsam an, so tritt die Zerstäubung in weit geringerem Maße auf, weil dann ein großer Teil der okkludierten Gase auf dem Wege der Diffusion durch die Zwischensubstanz entweicht. Es folgt daraus, daß sich nach einem gewissen Zeitraum ein stationärer Zustand einstellen muß, wo alle Gasmoleküle, die bei einer gewissen Temperatur

1) Langmuir, Zeitschr. f. Elektroch. **20**, 498, 1914.
2) Tiede u. Birnbräuer, Zeitschr. f. anorg. Chem. **87**, 150, 1914.

1) Tiede u. Birnbräuer l. c.

hinausdiffundieren müssen, den Draht, bzw. die Zwischensubstanz verlassen haben. Dieser Endzustand wird in den allermeisten Fällen nicht erreicht, weil das Kristallitgefüge des Drahtes meist sehr erhebliche Verschiebungen während des Glühens erleidet, wodurch jedesmal andere Bedingungen für die Diffusion gegeben werden. Hierdurch ist auch der eingangs erwähnte von Scarpa untersuchte Vorgang gedeutet, daß Glühdrähte, die mit Wechselstrom geheizt werden, eine bedeutend stärkere Zerstäubung bei der gleichen Temperatur erleiden.

Außerdem tritt bei diesen Glühkörpern ein Umstand hinzu, der verhindert, daß dieser stationäre Zustand erreicht wird, deshalb, weil in den meisten Fällen der Draht nicht so lange geglüht wird, sondern die Glühbirne vorher ausgeschaltet wird, so daß der Draht wieder erkaltet. Dann steigt wieder das Okklusionsvermögen, der Draht absorbiert wieder Gase, die er bei weiterer Ingebrauchnahme wieder abgeben muß, so daß systematisch sein Gefüge aufgelöst wird. Hohe Glühtemperaturen und schlechtes Vakuum beschleunigen diesen Effekt, was mit den Erfahrungen der Praxis übereinstimmt. Es bestätigt auch die Tatsache, daß die Zerstäubung bei einem Draht, der sehr oft diesen Ein- und Ausschaltvorgängen ausgesetzt war, größer ist als bei ständig glühenden. Daher ist auch die Lebensdauer der täglich gebrauchten Glühlampen meist geringer als die Belastungsproben der Fabriken ergeben, weil dort die Lampen meist ununterbrochen belastet werden.

Eine wesentliche Komplikation tritt ein, wenn der Wolframdraht in der Hochvakuumröhre als Elektronenquelle verwendet wird. Günstiger ist das beträchtlich bessere Vakuum, ungünstiger die gesteigerte Temperatur. Im Hochvakuum ist die Zahl der beim Erkalten okkludierbaren Gasmoleküle geringer, dafür ist durch die bessere Entgasung auch das Okklusionsvermögen des Drahtes gesteigert. Findet nun diese Gasdiffusion im elektrischen Felde statt, so tritt dort durch die Elektronen, die sich wohl immer mit einer größeren als der Ionisierungsgeschwindigkeit bewegen (Senderöhren), Ionisation ein, so daß die entstehenden positiven Ionen an den negativ geladenen Glühdraht treffen und durch ihre große kinetische Energie dort eine Temperatursteigerung hervorrufen, die wiederum eine regelmäßige Diffusion verhindert, so daß die Oberfläche angegriffen wird, größere Gasmengen spontan frei werden, die wiederum ionisiert werden usf., so daß der Draht vollkommen zerstört wird. In diesem Sinne ist wohl die Beobachtung, daß die Zerstäubung mit der elektrischen Feldstärke und der Elektronenemission zusammenhinge, zu deuten[1]).

Eine wesentliche Stütze für die Annahme eines Sublimationsprozesses bildet die Tatsache, daß ein in einer Stickstoffatmosphäre geglühter Wolframdraht bei etwa Atmosphärendruck keine Schwärzung der Glaswände verursacht, da in diesem Falle der Verdampfungsvorgang durch Drucksteigerung vermieden werden soll. Gegen diese Vorstellung ist Folgendes einzuwenden: Nach Langmuir ist der Dampfdruck des Wolframs bei der normalen Glühtemperatur von ca. 2000° C $1{,}4 \cdot 10^{-11}$ mm. Der errechnete Siedepunkt des Wolframs liegt bei etwa 5200°. Für derart geringe Partialdrucke gilt das Daltonsche Gesetz, dessen Gültigkeit bekanntlich erst bei sehr hohen Drucken in Frage gestellt ist. Eine meßbare Änderung des Partialdruckes des Wolframs durch eine Drucksteigerung um eine Atmosphäre, wie es in gasgefüllten Lampen der Fall ist, zu erzielen, erscheint daher nicht möglich. Da nun aber trotzdem eine Schwärzung der Glaswand in viel geringerem Maße eintritt, so muß die Ursache in einem anderen Vorgange zu suchen sein. Es scheinen sich hier zwei Prozesse zu überlagern. Einerseits wird durch Steigerung des Gasdruckes die freie Weglänge der Elektronen so verkürzt, daß eine Ionisierung nicht auftreten kann, andererseits spielt hier wahrscheinlich die Adsorption der Gasmoleküle an der Oberfläche des Drahtes eine Rolle. Man hat in diesem Falle die Gasmoleküle, die im Innern des Drahtes eingeschlossen sind (Zwischensubstanz) von denen zu unterscheiden, welche an der Oberfläche des Wolframdrahtes haften bleiben. Während nun diese Oberflächenschicht, beim Auspumpen und Glühen des Drahtes im Vakuum zerstört wird, so wird die Oberflächenschicht in der Gasatmosphäre wenig oder gar nicht angegriffen, so daß sich offenbar ein Gleichgewichtszustand zwischen okkludierten und absorbierten Gasmengen einstellt, dessen Fehlen möglicherweise überhaupt die Bedingung für den Eintritt einer Zerstäubung darstellt.

Mit dieser Annahme steht im Einklang, daß bei der Füllung der Glühlampen den Erfahrungstatsachen gemäß Stickstoff der Vorzug gegeben wird, der neben Edelgasen die geringste Diffusionsgeschwindigkeit hat. Bei Verwendung anderer Gasfüllungen tritt eine mehr oder minder große Zerstäubung ein, z. B. bei H_2 oder Hg, welch letzterer wegen seines geringen Wärmeleitvermögens zur Lampenfüllung viel geeigneter wäre. Die Aufnahme des Längsschliffes eines in Stickstoff geglühten Wolframdrahtes (Fig. 5)

1) Worthing l. c.

weist mit ihrer regelmäßigen Verteilung der Zwischensubstanz eindeutig auf die Existenz eines solchen Gleichgewichtszustandes hin.

Aus den entwickelten Vorstellungen läßt sich eine außerhalb des Rahmens dieser Abhandlung fallende Bearbeitungsmethode der Glühdrähte im Vakuum ableiten. Ihr Ziel ist, eine möglichst weitgehende Ausscheidung der okklusionsfähigen Substanzen zu erreichen. Fig. 12 zeigt den Querschnitt eines solchen Drahtes, bei dem die Zwischensubstanz nach den Rändern hin zurückweicht und an ihre Stelle eine homogene Masse tritt.

Eine weitere Nutzanwendung der entwickelten Anschauungen bildet die in einer früheren Arbeit[1]) geschilderte Meßmethode für den erreichten Reinheitsgrad des Vakuums, indem man die Zahl der vom Drahte beim Erhitzen abgegebenen Gasmoleküle aus dem Flächeninhalt der im $J_a - T$-Diagramm beim Auf- und Abwärtsgehen entstehenden Hysteresisschleife bestimmt (es wird konstante Pumpgeschwindigkeit vorausgesetzt). Diese Methode ist deshalb so empfindlich, weil der von allen Teilen des Rohres höchsterhitzte Körper der Glühdraht ist, der deshalb auch nach dem Erkalten das höchste Okklusions- und Adsorptionsvermögen besitzt, so daß im Grenzfalle des absoluten Vakuums das letzte freie Gasmolekül vom Draht aufgenommen, also beim Austritt aus dem glühenden Draht ionisiert werden wird.

Diese Anschauung gibt auch eine Erklärungsmöglichkeit der bekannten „Ungültigkeit" des Richardsonschen Gesetzes bei niedrigen Temperaturen, wo die Emission positiver Elektrizitätsträger die dann noch schwache Elektronenemission überwiegt und daher bis 1000° eine positive Emission vortäuscht. Es ist wahrscheinlich, daß ein großer Teil der hinausdiffundierenden Gasmoleküle den Draht in Ionenform verläßt, so daß die Größe dieses Ionenstromes ein Maß für die Zahl der emittierten Gasmoleküle wäre. Dafür spricht die Tatsache, daß die Drähte, die in der oben beschriebenen Weise behandelt worden sind, diese Emission sehr schwach oder nicht nachweisbar zeigten.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

(Eingegangen 31. Januar 1922.)

1) „Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren". Göttinger Dissertation, 1921.

BESPRECHUNGEN.

K. Düsing, Lehrbuch der Experimentalphysik für technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. gr. 8°. XII u. 269 S. Mit 385 Fig. u. 1 Spektraltafel. Leipzig, Max Jänecke. 1920. Geh. M. 15.60.

Für technische Lehranstalten bestimmt, berücksichtigt das Buch hauptsächlich die technisch wichtigen Gebiete der Physik. Deshalb nimmt die Mechanik und die Wärmelehre den größten Teil des Buches ein, während die Optik und auch Magnetismus und Elektrizität nur kurz und elementar dargestellt sind. In der Wärmelehre dagegen geht das Buch ziemlich weit, es behandelt z. B. den Carnotschen Kreisprozeß und den zweiten Hauptsatz in leicht verständlicher, geschickter Darstellung. Sonst ist in der Darstellung manches veraltet. Man glaubt ein physikalisches Lehrbuch aus dem vorigen Jahrhundert in der Hand zu haben, wenn man gleich am Anfang einen Abschnitt über „allgemeine Eigenschaften der Körper" findet, in dem Beharrungsvermögen, Massenanziehung, Elastizität, Kohäsion usw. besprochen wird. Dagegen sind die Figuren sehr gut. Auch gut gewählte Aufgaben bei jedem Abschnitt tragen zur Brauchbarkeit des Buches bei. E. Götting.

Hans Schumann, Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen der Oberrealschulen, nach den ministeriellen Bestimmungen gearbeitet. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1920.

I. Teil: Wage, spezifische Gewichtsbestimmungen, Wärmelehre, Magnetismus. 8°. 81 S. Mit 37 Abbild. M. 4.20.

II. Teil: Elektrizität, Wellenlehre, Akustik. 8°. 104 S. Mit 66 Abbild. M. 5.50.

III. Teil: Optik, elektrische Wellen, Mechanik. 8°. 85 S. Mit 52 Abbild. M. 4.70.

Die drei Hefte behandeln den physikalischen Lehrstoff der Oberstufe in den bayerischen Oberrealschulen nicht in systematischer Folge, sondern, wie schon die Titel der einzelnen Teile zeigen, in lose zusammenhängenden Abschnitten, die in der durch die Lehrpläne vorgeschriebenen Anordnung aufeinanderfolgen und in klarer, leicht verständlicher Form geschrieben dem Schüler zur Wiederholung dienen sollen. Besonders genau werden die Messungsmethoden behandelt und mathematisch begründet. Auf Schülerübungen wird nicht eingegangen. E. Götting.

Fr. A. Willers, Graphische Integration. (Sammlung Göschen, Bd. 801.) kl. 8°. 142 S. Mit 53 Fig. Berlin u. Leipzig, Vereinigung

Fig. 1. (12000 fach.)

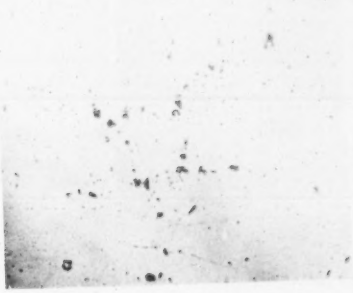


Fig. 2. (10000 fach.)

Fig. 3. (10000 fach.)

Fig. 4. (220 fach.)

Fig. 5. (88 fach.)

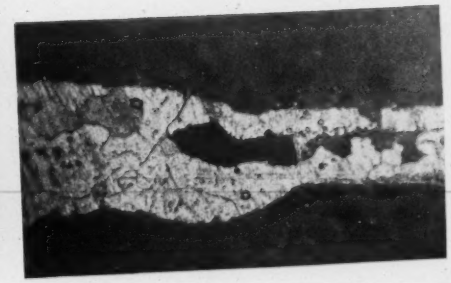


Fig. 6. (150 fach.)

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

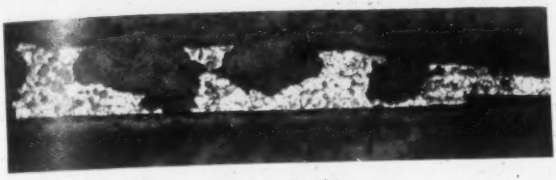


Fig. 8. (150 fach.)

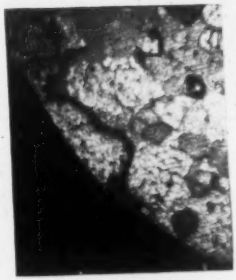


Fig. 7. (800 fach.)

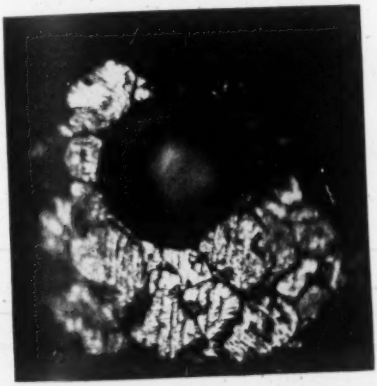


Fig. 9. (1550 fach.)

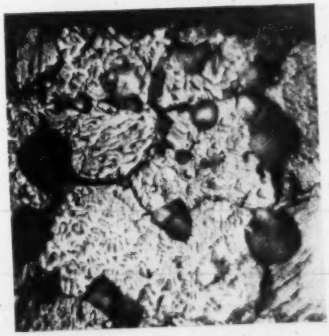


Fig. 10. (6000 fach.)

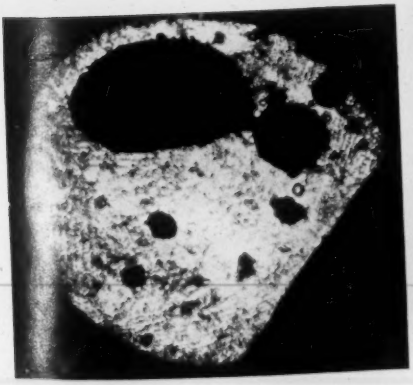


Fig. 11. (50 fach.)

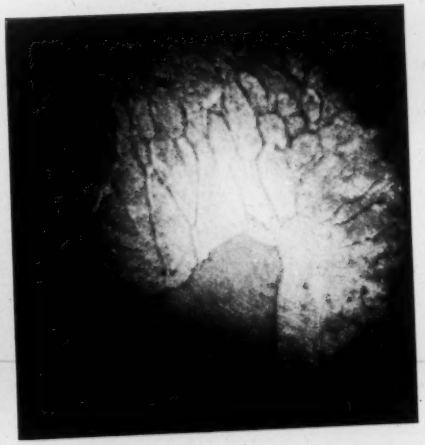


Fig. 12. (400 fach.)

wiss. Verleger. 1920. M. 2.10 u. 100 % Teuerungszuschlag.

In diesem Bändchen werden in klarer und übersichtlicher Weise die einfachsten Methoden der graphischen Integration dargestellt. Es wird gezeigt, wie man für viele in der Praxis wichtige simultane und partielle Differentialgleichungen graphische Lösungen erhalten kann. Sogar die Methode von Runge zur Bestimmung der Greenschen Funktion eines bestimmten Gebietes wird besprochen. Das Bändchen kann für einen Physiker gute Dienste leisten, so es sich darum handelt, rasch eine Näherungslösung mit der nötigen Fehlerabschätzung zu besitzen.

Walter Saxer.

K. Hahn, Grundriß der Physik für höhere Lehranstalten und Fachschulen sowie zum Selbstunterricht. gr. 8°. VII u. 274 S. Mit 326 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. Geh. M. 8.— u. Teuerungs-Zuschlag.

Das Buch will aus dem physikalischen Lehrstoff eine Auswahl geben, die den inneren Zusammenhang und den logischen Aufbau des Systems erkennen, aber zugleich auch dem Lehrer möglichste Freiheit der Stoffauswahl läßt. Deshalb ist die Darstellung des Lehrstoffs äußerst knapp, die Versuche werden nur ganz kurz an der Hand schematischer Figuren beschrieben, auf Übungen im Schülerpraktikum wird ohne Beschreibung hingewiesen. Dieses Gerippe kann erst im Unterricht durch das Wort des Lehrers Leben gewinnen; zum Selbstunterricht, wie der Titel sagt, eignet sich also das Buch wohl nicht, wohl aber für die Wiederholungen des Schülers, der hier das Wichtige kurz und übersichtlich zusammengestellt, auch die ihn besonders interessierenden neueren Ergebnisse der Physik und ihre technischen Anwendungen erwähnt und kurz erklärt findet. Bei dem Streben nach Kürze muß aber die Exaktheit des Ausdrucks gewahrt bleiben, und das ist hier nicht immer der Fall. Der Satz: „Durch Zusammenpressen eines Gases entsteht Wärme, durch Ausdehnung wird seine Temperatur erniedrigt", muß auch dem Schüler, der sich an die Ableitung des Mariotteschen Gesetzes erinnert, unrichtig erscheinen. Wenig befriedigt in dieser Beziehung besonders die geometrische Optik. Die Descartessche Erklärung des Regenbogens ist ganz unverständlich, die zugehörigen Figuren sind unrichtig; die Ableitung der Linsenwirkung ist lückenhaft, ebenso der Abschnitt über Bildfehler und das Auge. Beim Auge heißt es, das normale Auge akkommodiere etwa bis zur Gegenstandsweite 25 cm, und auch was über „weitsichtig" gesagt wird, ist nicht richtig. In dieser Hinsicht bedarf also das Buch einer gründlichen Durchsicht, um es allseitig als Lehrbuch brauchbar zu machen.

E. Götting.

B. Bavink, Grundriß der neueren Atomistik. gr. 8°. 130 S. m. 41 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1922. M. 25.—, geb. M. 37.—.

Das Buch behandelt in elementarer Weise die Grundzüge der modernen Atomistik. Es kommen darin als wesentliche Punkte die Beweise für die wirkliche Existenz der Moleküle und Atome, die wichtigsten Ergebnisse über die Forschung der Ionen und Elektronen, die Erscheinungen der Lichtemission und Absorption und der Bau der Atome zur Sprache. Es ist außerordentlich begrüßenswert, daß Verfasser auch auf die interessanten Fragen der Kernphysik, z. B. die Kanalstrahlenanalyse von Aston und anderes mehr, eingeht.

Im mathematischen Anhang gibt Verfasser die Grundformeln der kinetischen Gastheorie, Perrins Suspensionszählung, die elementare Lorentzsche Theorie des Zeemaneffektes, die Berechnung der Masse und Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen aus der elektrischen und magnetischen Ablenkung, eine Vorstellung von der elektromagnetischen Masse, einiges zum Planckschen Strahlungsgesetz, die elementare Spektrallinientheorie von Bohr für das H-Atom und die Grundbeziehungen der Radioaktivität.

Das Buch ist außerordentlich elegant, in sich harmonisch und kristallklar geschrieben und müßte Eigentum des Schulunterrichts werden. Einige kleine Unstimmigkeiten — z. B. besitzt das starre Molekül (z. B. H_2O) 6 Freiheitsgrade, außerdem ist leicht zu beweisen, daß jedes statische Molekülmodell instabil ist; zudem ist die Analogie des Molekülmodells zum Planetensystem im allgemeinen doch nicht so groß, weil hier die Bahnstörungen sehr viel wesentlicher in Frage kommen als in unserem Planetensystem und infolgedessen die Rechnungen noch keineswegs zu beherrschen sind etwa im Sinne der Störungsrechnungen der Astronomie — dürften den Wert des Werkes nicht beeinträchtigen.

H. Falkenhagen.

G. Brion, Luftsalpeter. Seine Gewinnung durch den elektrischen Flammenbogen. (Sammlung Göschen Bd. 616.) Zweite, verbesserte Auflage. kl. 8°. 127 S. Mit 51 Fig. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. 1921. M. 2.10 u. 100 Proz. Teuerungszuschlag.

Das Büchlein behandelt, wie sein Titel sagt, vorzugsweise die Gewinnung von Stickoxyd aus der Luft mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens und bringt die anderen Verfahren, elementaren Stickstoff in gebundene Form überzuführen, nur kurz, aber sehr übersichtlich. Das Thema ist vom Standpunkte des Elektrotechnikers aus behandelt, ohne daß deshalb seine physikalisch-chemische Seite vernachlässigt wäre. Einen allerdings verhältnismäßig recht breiten Raum nimmt die im übrigen knapp und klar dargestellte Theorie des Lichtbogens ein. Der leichtverständlichen Art der Darstellung wegen, die gleichwohl fast durchweg wissenschaftlich genau ist — nur darf nicht (S. 14) Affinität und Reaktionsgeschwindigkeit gleichgesetzt werden —, werden auch Nichtfachleute sich durch das Büchlein mit den darin behandelten Fragen vertraut machen können.

W. Hückel.

A. Hay, Sehen und Messen. gr. 8°. 92 S. Mit 38 Fig. Wien, F. Deuticke. 1921. Kr. 48.—.

Der Verfasser will in knapper Weise die Grundlagen der Photogrammetrie, Stereoskopie und Stereophotographie geben. Die Photogrammetrie ist in ziemlich ausführlicher, wenn auch nicht sehr klarer Weise behandelt. In den andern Gebieten werden hauptsächlich die dort vorkommenden Apparate beschrieben. Man wird das Büchlein vor allem zur Orientierung benutzen.

Walter Saxer.

wiss. Verleger. 1920. M. 2.10 u. 100 % Teuerungszuschlag.

In diesem Bändchen werden in klarer und übersichtlicher Weise die einfachsten Methoden der graphischen Integration dargestellt. Es wird gezeigt, wie man für viele in der Praxis wichtige simultane und partielle Differentialgleichungen graphische Lösungen erhalten kann. Sogar die Methode von Runge zur Bestimmung der Greenschen Funktion eines bestimmten Gebietes wird besprochen. Das Bändchen kann für einen Physiker gute Dienste leisten, so es sich darum handelt, rasch eine Näherungslösung mit der nötigen Fehlerabschätzung zu besitzen.

Walter Saxer.

K. Hahn, Grundriß der Physik für höhere Lehranstalten und Fachschulen sowie zum Selbstunterricht. gr. 8°. VII u. 274 S. Mit 326 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. Geh. M. 8.— u. Teuerungs-Zuschlag.

Das Buch will aus dem physikalischen Lehrstoff eine Auswahl geben, die den inneren Zusammenhang und den logischen Aufbau des Systems erkennen, aber zugleich auch dem Lehrer möglichste Freiheit der Stoffauswahl läßt. Deshalb ist die Darstellung des Lehrstoffs äußerst knapp, die Versuche werden nur ganz kurz an der Hand schematischer Figuren beschrieben, auf Übungen im Schülerpraktikum wird ohne Beschreibung hingewiesen. Dieses Gerippe kann erst im Unterricht durch das Wort des Lehrers Leben gewinnen; zum Selbstunterricht, wie der Titel sagt, eignet sich also das Buch wohl nicht, wohl aber für die Wiederholungen des Schülers, der hier das Wichtige kurz und übersichtlich zusammengestellt, auch die ihn besonders interessierenden neueren Ergebnisse der Physik und ihre technischen Anwendungen erwähnt und kurz erklärt findet. Bei dem Streben nach Kürze muß aber die Exaktheit des Ausdrucks gewahrt bleiben, und das ist hier nicht immer der Fall. Der Satz: „Durch Zusammenpressen eines Gases entsteht Wärme, durch Ausdehnung wird seine Temperatur erniedrigt", muß auch dem Schüler, der sich an die Ableitung des Mariotteschen Gesetzes erinnert, unrichtig erscheinen. Wenig befriedigt in dieser Beziehung besonders die geometrische Optik. Die Descartessche Erklärung des Regenbogens ist ganz unverständlich, die zugehörigen Figuren sind unrichtig; die Ableitung der Linsenwirkung ist lückenhaft, ebenso der Abschnitt über Bildfehler und das Auge. Beim Auge heißt es, das normale Auge akkommodiere etwa bis zur Gegenstandsweite 25 cm, und auch was über „weitsichtig" gesagt wird, ist nicht richtig. In dieser Hinsicht bedarf also das Buch einer gründlichen Durchsicht, um es allseitig als Lehrbuch brauchbar zu machen.

E. Götting.

B. Bavink, Grundriß der neueren Atomistik. gr. 8°. 130 S. m. 41 Abbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1922. M. 25.—, geb. M. 37.—.

Das Buch behandelt in elementarer Weise die Grundzüge der modernen Atomistik. Es kommen darin als wesentliche Punkte die Beweise für die wirkliche Existenz der Moleküle und Atome, die wichtigsten Ergebnisse über die Forschung der Ionen und Elektronen, die Erscheinungen der Lichtemission und Absorption und der Bau der Atome zur Sprache. Es ist außerordentlich begrüßenswert, daß Verfasser auch auf die interessanten Fragen der Kernphysik, z. B. die Kanalstrahlenanalyse von Aston und anderes mehr, eingeht.

Im mathematischen Anhang gibt Verfasser die Grundformeln der kinetischen Gastheorie, Perrins Suspensionszählung, die elementare Lorentzsche Theorie des Zeemaneffektes, die Berechnung der Masse und Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen aus der elektrischen und magnetischen Ablenkung, eine Vorstellung von der elektromagnetischen Masse, einiges zum Planckschen Strahlungsgesetz, die elementare Spektrallinientheorie von Bohr für das H-Atom und die Grundbeziehungen der Radioaktivität.

Das Buch ist außerordentlich elegant, in sich harmonisch und kristallklar geschrieben und müßte Eigentum des Schulunterrichts werden. Einige kleine Unstimmigkeiten — z. B. besitzt das starre Molekül (z. B. H_2O) 6 Freiheitsgrade, außerdem ist leicht zu beweisen, daß jedes statische Molekülmodell instabil ist; zudem ist die Analogie des Molekülmodells zum Planetensystem im allgemeinen doch nicht so groß, weil hier die Bahnstörungen sehr viel wesentlicher in Frage kommen als in unserem Planetensystem und infolgedessen die Rechnungen noch keineswegs zu beherrschen sind etwa im Sinne der Störungsrechnungen der Astronomie — dürften den Wert des Werkes nicht beeinträchtigen.

H. Falkenhagen.

G. Brion, Luftsalpeter. Seine Gewinnung durch den elektrischen Flammenbogen. (Sammlung Göschen Bd. 616.) Zweite, verbesserte Auflage. kl. 8°. 127 S. Mit 51 Fig. Berlin und Leipzig, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. 1921. M. 2.10 u. 100 Proz. Teuerungszuschlag.

Das Büchlein behandelt, wie sein Titel sagt, vorzugsweise die Gewinnung von Stickoxyd aus der Luft mit Hilfe des elektrischen Flammenbogens und bringt die anderen Verfahren, elementaren Stickstoff in gebundene Form überzuführen, nur kurz, aber sehr übersichtlich. Das Thema ist vom Standpunkte des Elektrotechnikers aus behandelt, ohne daß deshalb seine physikalisch-chemische Seite vernachlässigt wäre. Einen allerdings verhältnismäßig recht breiten Raum nimmt die im übrigen knapp und klar dargestellte Theorie des Lichtbogens ein. Der leichtverständlichen Art der Darstellung wegen, die gleichwohl fast durchweg wissenschaftlich genau ist — nur darf nicht (S. 14) Affinität und Reaktionsgeschwindigkeit gleichgesetzt werden —, werden auch Nichtfachleute sich durch das Büchlein mit den darin behandelten Fragen vertraut machen können.

W. Hückel.

A. Hay, Sehen und Messen. gr. 8°. 92 S. Mit 38 Fig. Wien, F. Deuticke. 1921. Kr. 48.—.

Der Verfasser will in knapper Weise die Grundlagen der Photogrammetrie, Stereoskopie und Stereophotographie geben. Die Photogrammetrie ist in ziemlich ausführlicher, wenn auch nicht sehr klarer Weise behandelt. In den andern Gebieten werden hauptsächlich die dort vorkommenden Apparate beschrieben. Man wird das Büchlein vor allem zur Orientierung benutzen.

Walter Saxer.

M. v. Laue, Über die Auffindung der Röntgenstrahlinterferenzen. Nobelvortrag gehalten am 3. Juni 1920 in Stockholm. Karlsruhe, C. F. Müller'sche Hofbuchhandlung. 1920. M. 2.50.

Die Ausführungen des Verfassers über die Geschichte der Entdeckung der Interferenzfähigkeit von Röntgenstrahlen sind äußerst lesenswert. Laue geht zunächst kurz ein auf die Arbeiten der Vorgänger. Besonders interessant ist die Schilderung der Nebenumstände, die ihn zur Heranziehung der Raumgitter der Kristalle und damit zum Durchbruch führten. Eine erste Aufnahme an $CuSO_4$ in ihrer ganzen Unvollkommenheit, sowie zwei gut ausgebildete Laue-diagramme schmücken den Text. Zum Schluß werden noch die Arbeiten von Bragg, Moseley, Siegbahn und Debye gewürdigt und die Bedeutung der so weittragenden Entdeckung für Atom- und Kristallforschung dargetan. Ein Verzeichnis der wichtigsten einschlägigen Arbeiten ist in einem Anhang beigegeben.

Paul Frauenfelder.

G. Tammann, Lehrbuch der Metallographie, Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen. Zweite verbesserte Auflage. gr. 8°. XVIII u. 402 S. Mit 219 Fig. im Text. Leipzig, Leopold Voß. 1921. M. 98.—, geb. M. 110.—.

Bei der Besprechung der ersten Auflage des Tammannschen Lehrbuches in dieser Zeitschrift 16, 135, 1915 wurde auf die Eigenart des Buches hingewiesen, durch die es sich von den früher erschienenen metallographischen Handbüchern unterscheidet. Der Verfasser beschränkt sich nicht auf die Darstellung der thermischen und mikrographischen Analyse der Metalle und ihrer Legierungen, sondern behandelt darüber hinaus noch ihre chemischen und physikalischen Eigenschaften in Abhängigkeit von Zusammensetzung und Vorgeschichte. Diese Eigenart, welche in dem Untertitel „Chemie und Physik der Metalle und ihrer Legierungen" ihren passenden Ausdruck findet, sowie die übrigen Vorzüge sind der zweiten Auflage erhalten geblieben. Die Bedeutung des Werkes für den Physiker bedarf hiernach keiner weiteren Hervorhebung.

Der Inhalt des Werkes hat eine Bereicherung erfahren, indem die neuen Fortschritte der Atomistik kristallinischer Körper weitgehend berücksichtigt werden. Der Verfasser hat die überraschende Beobachtung gemacht, daß sich bei den Mischkristallen, im Gegensatze zu den meisten andern Eigenschaften, die chemische Angreifbarkeit nicht kontinuierlich mit der Zusammensetzung ändert, sondern derart, daß ein Reagens auf Mischkristalle, bestehend aus einer angreifbaren und einer unangreifbaren Komponente, bis zu einer bestimmten Konzentration der angreifbaren Komponente überhaupt nicht einwirkt, und daß über diese Konzentration hinaus die angreifbare Komponente des Mischkristalles der Einwirkung des betreffenden Agens völlig unterliegt. Es ergeben sich also scharfe Einwirkungsgrenzen, und diese Grenzen liegen bei Zusammensetzungen der Mischkristalle, die $^1/_8$, $^2/_8$, $^4/_8$, $^6/_8$ und $^7/_8$ Mol der unangreifbaren Komponente entsprechen. Die unangreifbare Komponente schützt von einem bestimmten Gehalte an die angreifbare gegen den Angriff. Die Erklärung dieser Erscheinung gelingt mit Hilfe einer Theorie über die Verteilung zweier Atomarten in einem Raumgitter. Denkbar sind sehr viele Arten der Verteilung zweier Atomarten für dasselbe Mischungsverhältnis in einem Raumgitter, eine von diesen wird aber die stabilste sein, und gerade diese läßt eine Deutung der Einwirkungsgrenzen zu. Diese stabilste Atomverteilung wird also in Mischkristallen, bei denen sich durch längeres Verweilen bei höherer Temperatur der Gleichgewichtszustand hergestellt hat, als wirklich bestehend zu betrachten sein. Man ist hiernach in der Lage, die atomistische Struktur derartiger Legierungen genau anzugeben.

Eine Vorbedingung für das Auftreten scharfer Einwirkungsgrenzen ist die, daß die Mischkristalle sich bei der Einwirkung des betreffenden Agens in einem solchen Temperaturgebiete befinden, daß ein Platzwechsel der Atome nicht stattfindet. Dies dürfte bei gewöhnlicher Temperatur für die meisten Legierungen mit Ausnahme der Amalgame und der Legierungen anderer besonders leicht schmelzbarer Metalle zutreffen.

Die Werte für die galvanischen Spannungen von Legierungen waren häufig nicht mit ihrer Konstitution in Einklang zu bringen. Vorbedingung für eine solche Übereinstimmung ist, daß sich die metallische Phase mit dem Elektrolyten im Gleichgewicht befindet. Diese Bedingung ist bei Temperaturen, bei denen in Mischkristallen chemische Einwirkungsgrenzen auftreten, nicht erfüllt. In solchen Fällen ist die Konzentration der Einwirkungsgrenzen in erster Linie bestimmend für den Verlauf der Spannungskurve.

Die bedeutsamen und geistreichen Darlegungen des Verfassers eröffnen einen Ausblick auf ein weites Feld, dessen Bestellung reichen Ertrag verspricht.

R. Ruer.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Münster Dr. Robert Fricke für Chemie.

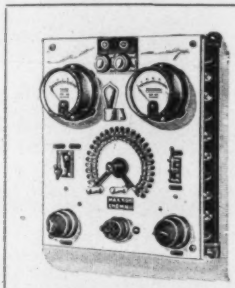
Ernannt: Der Dozent für analytische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Aachen Professor Dr. Ing. Artur Fischer zum Abteilungsvorsteher der Abteilung für Chemie bei dem staatlichen Materialprüfungsamt in Berlin-Dahlem, der Professor für Chemie an der Mc Master Universität Dr. W. A. Lawrence in gleicher Eigenschaft am Bates College Lewiston Maine, der Leiter der chemischen Abteilung am St. Francis College Loretto Pa. J. P. Grennan zum Professor für analytische Chemie an der Gonzaga Universität Spokane, Wash., der Dozent für allgemeine Chemie an der Universität Rom Professor Guido Lazzerini in gleicher Eigenschaft an der Universität Turin, der Honorarprofessor an der Universität Berlin Ministerialrat Dr. Ernst Kohlschütter zum ord. Professor der Geodäsie an derselben Universität, Dr. Clarence J. Monroe zum a. o. Professor für physikalische Chemie an der Missouri School of Mines and Metallurgy Rolla, John H. Waldo zum a. o. Professor für Chemie und Physik am Morningside College Sioux City, Iowa, der a. o. Professor für Geophysik an der Universität Göttingen Dr. Gustav Angenheister zum Observator beim Geodätischen Institut in Potsdam.

Gestorben: Der ord. Professor der Chemie am Technischen Institut in Bari Dr. Guido Simonceili, der Direktor der chemischen Abteilung am Ospedale civile in Venedig Professor Carl Hatti.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 2400000.



50471. Experimentier-Schalttafel Type A_1, 110 Volt, 30 Amp.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Bollert, K., Einsteins Relativitätstheorie und ihre Stellung im System der Gesamterfahrung. 8°. VIII u. 70 S. Dresden u. Leipzig, Theodor Steinkopff. 1921. M. 12.—.

Brion, G., Luftsalpeter. (Sammlung Göschen Bd. 616.) 2. Aufl. 128 S. Mit 51 Figuren. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wiss. Verleger. 1921. M. 2.10 u. 100 % Teuerungszuschlag.

Budde, E., Mathematisches zur Phonetik. (Handbuch der biol. Arbeitsmethoden Lfrg. 45.) 8°. S. 198—260. Wien, Urban & Schwarzenberg. 1921. M. 18.—.

Dimmer, F., Der Augenspiegel und die opthalmoskopische Diagnostik. 3. vollst. umgearb. u. verm. Aufl. XII u. 633 S. Mit 146 Abb. u. 16 Tafeln. Leipzig u. Wien, Franz Deuticke. 1921. M. 170.—.

Dingler, H., Physik und Hypothese. 8°. XI u. 200 S. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wiss. Verleger. 1921. M. 30.—.

Ebert, H., Anleitung zum Glasblasen. 5., umgearb. Aufl. Herausgeg. v. F. Hauser. 8°. XII u. 110 S. Mit 73 Fig. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1921. Geheftet M. 22.50, geb. M. 28.—.

Festschrift der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften. Zu ihrem zehnjährigen Jubiläum dargebracht von ihren Instituten. 8°. VI u. 282 S. Mit 19 Textabbildungen und einer Tafel. Berlin, Julius Springer. 1921. Geheftet M. 100.—, geb. M. 130.—.

Gáspár, C., Neues System der Astronomie nebst Lösung von 170 Problemen. 8°. 64 S. m. Fig. Budapest, Mano Dick. 1921. M. 8.—

Gaupp, R., Student und Alkohol. Vortrag. 8°. 20 S. Berlin-Dahlem, Mäßigkeits-Verlag. 1921.

Gehrcke, E., Physik und Erkenntnistheorie. (Wissenschaft und Hypothese XXII.) 119 S. Mit 4 Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1921. Geheftet M. 8.—, geb. M. 10.—.

Geitler, J., Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. Zweite vermehrte Aufl. (Sammlung Vieweg Heft 6.) 8°. IX u. 218 S. Mit 113 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1921. M. 30.—, geb. M. 38.—.

Gerlach, W., Die experimentellen Grundlagen der Quantentheorie (Sammlung Vieweg Heft 58.) 8°. VIII u. 143 S. Mit 43 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1921. M. 12.— u. Teuerungszuschlag.

Grimsehl, E., Lehrbuch der Physik. In 2 Bänden. Erster Band: Mechanik, Wärmelehre, Akustik und Optik. 5. Aufl. Herausgeg. von W. Hillers und H. Starke. 8°. XVI u. 1029 S. Mit 1049 Fig. im Text, 10 Fig. auf 2 farb. Tafeln und 1 Titelbild. 1921. Zweiter Band: Magnetismus und Elektrizität. 4. Aufl. Herausgeg. von W. Hillers und H. Starke. 8°. VIII u. 634 S. Mit 548 Fig. 1920. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. Preis von Bd. I geheftet M. 32.—, geb. M. 38.—; Bd. II geheftet M. 22.—, geb. M. 26.— u. 120 % Teuerungszuschlag.

Helmholtz, H. v., Schriften zur Erkenntnistheorie, herausgeg. u. erläutert von P. Hertz u. M. Schlick. 8°. X u. 175 S. Berlin, Julius Springer. 1921. M. 45.—, geb. M. 54.—.

Hochmuth, K., Der Kreiselkompaß. 8°. 33 S. Mit 20 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1921. M. 12.—.

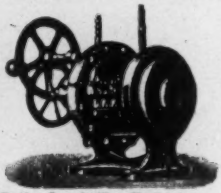
v. Horvath, C., Raum und Zeit im Lichte der speziellen Relativitätstheorie. 8°. V u. 58 S. Mit 8 Textabb. u. 1 Bildnis. Berlin, Julius Springer. 1921. M. 12.—.

Kayser, H., Lehrbuch der Physik. 6. verb. Aufl. 8°. XII u. 562 S. Mit 349 Abb. Stuttgart, Ferd. Enke. 1921. M. 72.—.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate



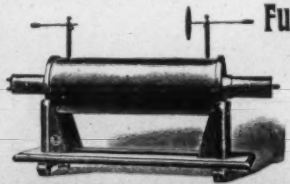
Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium

Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

E. Leybold's Nachfolger

Cöln a/Rhein

Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Druck von August Pries in Leipzig.